N^o ordre : 6647

ACADÉMIE DE VERSAILLES

UNIVERSITÉ DE PARIS XI ORSAY

THÈSE

présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc de Montpellier II
pour obtenir le diplôme de DOCTORAT

SPÉCIALITÉ : **Particules élémentaires.**
Formation Doctorale : **Champs, Particules et Matière.**

Désintégration des superparticules dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

par

Yann Mambrini

Soutenue le 05 Octobre 2001 devant le jury composé de :

Mr. Pierre BINETRUY, Professeur d'Université :	Président du jury
Mr. Abdelhak DJOUADI, Directeur de Recherche :	Directeur de thèse
Mr. Manuel DREES, Professeur d'Université :	
Mr. Jean ORLOFF, Professeur d'Université :	Rapporteur
Mr. Olivier PÈNE, Directeur de Recherche :	
Mr. Fernand RENARD, Directeur de Recherche :	
Mme. Aurore SAVOY-NAVARRO, Directrice de Recherche :	Rapporteur

Remerciements

Avant tout, je tiens ici à remercier sincèrement mon directeur de thèse, Abdelhak Djouadi pour son dynamisme, et pour avoir su patiemment diriger mes recherches de manière intelligente efficace et rigoureuse. Merci à Gilbert Moultaka pour avoir toujours su me donner des questions fondamentales à toutes mes réponses physiques durant notre travail, M. Rausch de Traubenberg pour sa discipline et son aide tellement précieuse lors de nos interactions et Jean-Loic Kneur, constamment présent au moindre problème, qu'il soit d'ordre calculatoire ou informatique.

Ma reconnaissance va également aux membres du jury de thèse, à savoir, Pierre Binetruy, Manuel Drees, Jean Orloff, Olivier Pène, Fernand Renard et Aurore Savoy-Navarro. Je les remercie sincèrement pour avoir accepté cette tâche. Une pensée toute particulière ira vers Olivier qui fut assez fou pour m'initier au domaine complexe mais tellement passionnant de la physique des particules élémentaires.

Ce travail n'aurait pu voir le jour sans l'aide précieuse des mes collaborateurs, dans leur ordre d'apparition : C. Boehm, L. Dufflot, M. Muhlleitner, M. Guchait, A. Datta. Ce mémoire est aussi un peu le leur.

Évidemment, j'exprime toute ma reconnaissance aux membres du Laboratoire de Physique Mathématique et Théorique de Montpellier qui m'ont accueilli comme un des leurs à part entière. Tout particulièrement A. Neveu, qui dirige l'équipe de manière admirable, M. Manna pour avoir supporté mes facéties magiques chaque vendredi soir durant presque trois ans, M. Capdequi Peyranère et J. Layssac pour leur soutien constant, G. Mennessier pour toutes ses réponses qu'elles soient d'ordre théorique, expérimentale ou pratique. Et merci également à tout ceux que je n'ai pu citer ici.

Je n'oublierai pas non plus l'équipe pédagogique de l'Université de Montpellier II, F. Geniet pour sa passion communicative de la physique, Mr Cambon et Madame Bon, pour leur curiosité et leur vision éclairée et attentive de l'enseignement et Mr Cavalier pour m'avoir appris ce qu'était un enseignement à visage humain.

Au cours de cette thèse, j'ai également eu l'occasion de rencontrer des gens admirables sincères et vrais, je pense plus particulièrement à Gilbert, humaniste et soutien moral de tous les instants, comprenant pourquoi il est là, G. Moreau et C. Boehm, public parfait pour un "magicien aux nombreux corps", E. Nuss respirant une joie de vivre communicative en toute circonstance, M. Bezouh, C. Le Mouel S. Salmons, P. Basheilac, D. Reynaud, V. Merle et K. Noui pour leurs discussions toujours très enrichissantes qui m'ont permis de mieux me connaître.

D'autre part, je dois en grande partie cette thèse à ma famille. Tout d'abord mes parents A. et J. Mambrini qui ont toujours su me soutenir et m'encourager dans cette voie, en me laissant constamment le libre choix, tout comme ma soeur Cathy. Et je voudrai ici laisser un mot à celle qui a décidé de nous quitter un peu trop tôt pour voir l'achèvement de ce travail de thèse. À qui je pense souvent. Mamy.

Je n'oublierai évidemment pas tous mes amis qui ont su me rappeler "qu'il n'y avait pas que la physique dans la vie" et qui ont su accepter mes sauts d'humeurs trois années durant; je pense bien évidemment à Krystel, Fouss et Elda présents en toutes circonstances, Nasser et Doris, Latyr, Sandra, Lida, Arshella, Remi, Vince, Ced et Radjni. A leur façon, ils sont partie intégrante de ce travail. Je les remercie ici.

"Mais qu'est ce que tu as qu'on ne t'a pas donné?"

SAINT AUGUSTIN

Table des matières

Résumé

Dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) où la superparticule la plus légère (LSP), le neutralino χ_1^0, est stable, nous avons étudié les modes de désintégration des super–partenaires scalaires des fermions, les sfermions, et des super–partenaires de spin demi–entier des bosons de jauge et de Higgs, les gluinos, charginos et neutralinos. En particulier, nous nous sommes intéressés aux désintégrations en plusieurs corps dans les scénarios où le mélange entre les composantes gauche et droite des fermions scalaires de la troisième génération est fort, impliquant des scalaires top, bottom et tau relativement peu massifs. Ces études ont été menées à la fois dans des modèles de type "Grande Unification" où les masses des sfermions et des jauginos sont universelles à l'échelle de Grande Unification, et dans des modèles dans lesquels ces hypothèses ont été relaxées.

Dans un premier temps, nous avons analysé le canal de désintégration en quatre corps de quarks top scalaires (stops $\tilde{t}$) relativement légers en un quark bottom, une paire de fermions non massifs et le neutralino LSP, $\tilde{t}_1 \to b\chi_1^0 f\bar{f}'$. Nous avons montré qu'il pouvait être aussi fréquent, sinon plus important, que la désintégration via une boucle en quark charmé et la LSP, qui était jusque là considéré comme le mode de désintégration principal. Ce canal a fait l'objet d'études complémentaires, en particulier sur la recherche du stop le plus léger $\tilde{t}_1$ dans son mode de désintégration $\tilde{t}_1 \to b\tau^+\nu_\tau\chi_1^0$. Une étude détaillée de la possibilité de découvrir ce squark dans ce mode de désintégration particulier (donnant un signal avec deux quarks bottom, deux leptons τ et de l'énergie manquante) a été menée, en incluant l'analyse du signal de production et des bruits de fond, dans le cas du collisionneur hadronique Tevatron à Fermilab (Chicago).

Pour des squarks stop plus massifs, nous avons ensuite montré que les modes de désintégration en trois corps en un quark bottom, la LSP et un boson de jauge ou de Higgs chargé, $\tilde{t} \to b\chi_1^0 W^+$ et $\tilde{t} \to b\chi_1^0 H^+$, ainsi que ceux en quark bottom et une paire de fermions et sfermions tau ou bottom, $\tilde{t} \to bf\tilde{f}'$, doivent être pris en compte puisqu'ils peuvent être dominants dans une grande plage de l'espace des paramètres du MSSM, s'ils sont cinématiquement accessibles. Ceci est notamment le cas pour des grandes valeurs de tgβ, qui intervient à la fois dans les mélanges des matrices de masse sfermioniques et dans les couplages de Yukawa des bosons de Higgs. Pour le canal sleptonique, nous avons également différencié les voies de type sneutrino, selectron ou smuon de celles de type stau. Ce mode dernier a aussi été l'objet de l'étude sur la recherche d'un stop relativement léger au Tevatron. D'autres modes de désintégration en trois corps des sfermions, tels que la désintégration des squarks les plus lourds en squarks légers et une paire de fermion–antifermion non massifs, via l'échange de bosons de jauge et de Higgs, ont aussi été analysés.

Nous avons également étudié les désintégrations en trois corps des charginos et des neutralinos du MSSM (ainsi que celles des gluinos) en LSP et une paire de fermion–antifermion non massifs, $\chi_i \to \chi_j f\bar{f}'$, dans le cas le plus général. Nous avons montré que les canaux de désintégration avec des états finaux impliquant des fermions de la troisième génération (qui couplent plus fortement aux bosons de Higgs échangés et dont les super-partenaires sont les plus légers à cause du fort mélange) sont dominants. Pour être complet, nous avons aussi inclus d'une part, les corrélations de spin dans les éléments de matrices qui peuvent servir pour distinguer le signal de production des bruits de fond et pour permettre une étude

détaillée des propriétés de ces particules, et d'autre part, des corrections radiatives à l'ordre d'une boucle aux masses des fermions lourds et des super-particules, afin de pouvoir mener à bien une étude plus fine des modèles non–universels, et de pouvoir les caractériser plus facilement. Parmi ces modèles non–universels, certains font apparaître des modes de désintégration nouveaux, neutralinos ou charginos en gluinos par exemple, qui ont été analysés.

Nous avons enfin étudié les désintégrations en cascade des squarks et des gluinos, particules produites en abondance au collisionneur hadronique LHC (CERN, Genève), en charginos et neutralinos les plus lourds, qui se désintègrent à leur tour en charginos et neutralinos plus légers et un boson de Higgs chargé. Nous avons ainsi montré que les produits sections efficaces fois rapports d'embranchement peuvent être relativement importants. Les taux de production de ces bosons de Higgs chargés peuvent donc être beaucoup plus grands que ceux provenant des mécanismes de production directe, en particulier pour des valeurs intermédiaires de tgβ, favorisant par conséquent la détection de cette particule au LHC. Nous avons également calculé les taux de production de bosons de Higgs chargés provenant de la désintégration directe en deux corps des squarks stop et sbottom, ainsi que des désintégrations en deux et trois corps du gluino. Ces processus permettent d'augmenter la probabilité d'observer des bosons de Higgs chargés au LHC.

Dans tous les cas, les modes de désintégration ont été calculés en ne négligeant aucun élément (masses des fermions, mélange des sfermions, corrections radiatives importantes, inclusion de tous les canaux, etc); la dépendance en terme de spin a également été prise en compte dans le cas de la désintégration des jauginos (pour les sfermions de spin zéro, elle est triviale). Les résultats se présentent sous une forme différentielle, en fonction des énergies réduites des particules dans la voie de sortie et dans le cas de fermions finaux non massifs des expressions analytiques exactes ont été obtenues.

Un programme Fortran, appelé `SDECAY`, qui calcule le spectre de masse et les couplages du MSSM et où sont implémentés les éléments de matrices de tous les processus mentionnés, et donne les largeurs de désintégration et les rapports d'embranchement de toutes les désintégrations en deux, trois et quatre corps (dans le cas du squark $\tilde{t}$) des particules supersymétriques. Il est le plus complet jusqu'à présent et a déjà été utilisé par plusieurs collaborations expérimentales. (Un résumé de ce programme et un manuel d'utilisation, est en cours de publication).

Les résultats obtenus dans cette thèse ont un grand impact pour la détection des particules supersymétriques dans les accélérateurs à haute énergie et ont été implémentés dans les programmes de recherche expérimentaux de ces particules dans les collisionneurs du LEP au CERN et du Tevatron à Chicago. En particulier, une recherche du stop au Tevatron via la désintégration de celui–ci en 4 corps a été faite par la collaboration D0; une analyse similaire par l'autre collaboration du Tevatron, CDF, est en cours. Plusieurs analyses relatives à la recherche de super–particules au LHC et dans un collisionneur e^+e^- à haute énergie et utilisant nos résultats, sont en cours par des équipes expérimentales.

Summary

In the context of the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) where the lightest supersymmetric particle (LSP), the neutralino, is stable, we have studied the decay modes of the scalar partners of fermions, the sfermions, and the spin 1/2 partners of the gauge and Higgs bosons, the gluinos, charginos and neutralinos. We focused, in particular, on the multi–body decays in Grand Unification scenarios where the mixing in the third generation scalar fermion sector is very strong, leading to scalar top, bottom and tau states with relatively small masses, as well as in scenarios where these assumptions have been relaxed.

We have first analysed the four–body decay channel of relatively light scalar top quarks (stops) into a bottom quark, a massless fermion pair and the LSP neutralino, and have shown that it could be as frequent as, if not more important than, the decay into a charm quark and the LSP which was considered as the main decay channel. For heavier stops, we have then shown that the three–body decay modes into a bottom quark, the LSP and a charged gauge or Higgs boson, together with the decays into a bottom quark and a pair of tau or bottom fermion–scalar fermion, must be taken into account since they can be dominating in a large area of the MSSM parameter space. We have analysed the implications of the two–, three– and four–body decay modes of top squarks in the high $\tan\beta$ regime for the detection of these particles at the next run of the Tevatron. We have performed a study of the production signal and the backgrounds and have shown that top squarks can be detected in the $b\bar{b}\tau^+\tau^-$ and missing energy channel if the luminosity is high enough.

We have also studied the three–body modes of the lightest charginos and the next-to–lightest neutralinos (as well as gluinos) of the MSSM into the LSP and a massless fermion–antifermion pair in the most general case. Full analytical expressions for the partial decay widths have been given, including major features such as the fermion masses, the mixing in the sfermion sector, the spin of the decaying sparticle, etc. We have shown that the decay channels with final states involving third generation fermions (which couple more strongly to the exchanged Higgs bosons and which are enhanced by the smaller virtuality of the exchanged scalar partners which are lighter) are the dominating ones. We have then analyzed the cascade decays of the scalar quarks and gluinos of the MSSM, which are abundantly produced at the LHC, into heavier charginos and neutralinos which then decay into the lighter ones and charged Higgs particles, and have shown that they can have substantial branching fractions. We have shown that the production rates of these Higgs bosons can be much larger than those from the direct production mechanisms, in particular for intermediate values of the parameter $\tan\beta$, and could therefore allow for the detection of these particles. We also discussed charged Higgs boson production from direct two–body top and bottom squark decays as well as from two– and three–body gluino decays.

The results that we have obtained in this thesis have a large impact on the detection of supersymmetric particles at high–energy hadron (Tevatron and the LHC) as well as e^+e^- (LEP and a future linear collider) colliders, and have been implemented in the experimental searches of these particles. A Fortran code called `SDECAY`, which calculates all the 2, 3 and 4 (in the case of $\tilde{t}$) body decay modes of SUSY particles, including all these features has been made available. It is the most complete up to now and has been already used by several experimental collaborations.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Le Modèle Standard et ses insuffisances

Notre compréhension des forces fondamentales qui apparaissent dans la nature repose en grande partie sur notre compréhension des symétries sous-jacentes. C'est en partie sur des principes de symétrie que se sont construites les théories quantiques des champs décrivant les forces électromagnétique, nucléaire faible et nucléaire forte. Dans ces théories, les états fondamentaux sont décrits par des champs dont les interactions obéissent à certaines symétries de groupes. La théorie qui décrit jusqu'à présent tous les faits expérimentaux s'appelle Modèle Standard (MS), et est basée sur le groupe de jauge $\mathrm{SU}(3)_{\mathrm{C}} \otimes \mathrm{SU}(2)_{\mathrm{L}} \otimes \mathrm{U}(1)_{\mathrm{Y}}$. Le Modèle Standard avec trois générations de quarks et de leptons, et possédant un doublet de champs de Higgs afin de réaliser la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, est en parfait accord avec les dernières données expérimentales. En fait, le MS est une des théories les plus cohérentes jamais élaborées, et décrit actuellement avec succès toute la physique à l'échelle microscopique.

Malgré tout, la théorie semble porter en elle les germes de sa propre perte, et pourrait bien ne pas être valable à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV. Plusieurs modèles (Supersymétrie, Technicouleur, condensats de $t\bar{t}$) tentent de généraliser les idées du MS afin de prévenir les problèmes rencontrés. Chacun d'eux traitent d'une manière différente les divergences quadratiques de la masse du boson de Higgs, développée plus en détail ci-après. Les modèles de Technicouleur, où le boson de Higgs est un objet composite, les plus simples ne semblent pas compatibles avec les données récentes du LEP, bien que des modèles plus complexes permettent d'atténuer ces désaccords. Les modèles de base où le boson de Higgs est un condensat $t\bar{t}$ nécessiteraient une masse du quark top supérieure à 200 GeV (ainsi qu'un boson de Higgs plus lourd que 300 GeV). De même, des modèles plus complets mais moins attrayants, permettent d'éviter ces prédictions problématiques. D'un autre coté, la Supersymétrie englobée dans une théorie de Grande Unification, résout certains problèmes du MS, tout en gardant le boson de Higgs comme un scalaire élémentaire.

La première indication d'une Grande Unification (GUT) de type supersymétrique est apparue lors des mesures de précision effectuées au LEP des valeurs des constantes de couplage forte et électromagnétique, α_s et α_{EM} et de l'angle de mélange électrofaible $\sin^2\theta_W$,

donnant ainsi à l'échelle $Q = M_Z$, les trois constantes de couplage des groupes formant le MS, $\alpha_1(M_Z)$, $\alpha_2(M_Z)$ et $\alpha_3(M_Z)$. A partir des Équations du Groupe de Renormalisation, il est facile de se rendre compte que la Grande Unification n'a pas lieu dans le cadre du MS (les trois constantes de couplage ne se rencontrant pas à une (grande) échelle donné, mais apparaît naturellement, dans sa version supersymétrisée, à l'échelle $M_{\rm GUT} \sim 2.10^{16}$ GeV). Ceci peut bien évidemment n'être qu'une simple coïncidence, juste un accident numérique, mais si nous prenons au sérieux ce résultat, cela suggère une cohérence séduisante entre Supersymétrie et Grande Unification. De plus, une théorie de la Supersymétrie locale, aussi appelée Supergravité, permet de faire un lien avec l'autre force qui n'est pas décrite par le MS, la gravitation.

Tout d'abord, pourquoi le Modèle Standard n'est pas satisfaisant? Le MS, avec trois générations de quarks et leptons, est basé sur le groupe de jauge $\rm SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ où C=couleur, L=left, et Y=hypercharge. Les quarks et les leptons sont composés de doublets de chiralité gauche, et des singulets de chiralité droite:

$$Q_i^\alpha = (u_i, d_i)_L \ ; \ u_{iR} \ , d_{iR} \ ; \ L_i^\alpha \ = \ (\nu_i, e_i)_L \ ; \ e_{iR} \tag{1.1}$$

où $i = 1, 2, 3$ est l'index de génération et $\alpha = 1, 2$ représente l'index de doublet $\rm SU(2)_L$. En plus, il faut y ajouter le doublet de champs scalaire complexe de Higgs:

$$H^\alpha = (H^+, H^0); \ H_\alpha \equiv \epsilon_{\alpha\beta} H^\beta \tag{1.2}$$

avec $\epsilon_{\alpha\beta} = -\epsilon_{\beta\alpha}$ et $\epsilon_{12} = +1$.

La dynamique du MS consiste en les interactions de jauge, les interactions de Yukawa et le potentiel scalaire de Higgs. Les premières sont construites de la manière habituelle, en introduisant la dérivée covariante:

$$\partial_\mu \to D_\mu = \partial_\mu - i \left[g_3 A_\mu^a T_C^a + g_2 W_\mu^a T_L^a + g_1 B_\mu (Y/2) \right] \tag{1.3}$$

où les générateurs $\rm SU(3)_C$ sont $T_C^a = (\lambda^a/2; 0)$ pour (quarks; lepton, Higgs), les λ^a avec $a = 1...8$ étant les matrices de Gell Mann; $T_L^a = (\tau^a/2; 0)$ pour le groupe de jauge $\rm SU(2)_L$ (doublet;singulet) où les τ^a sont les matrices de Pauli et l'hypercharge Y est définie en fonction de la charge électrique et la troisième composante de l'isospin par $Q = T_L^3 + Y/2$. Les $A_\mu^a(x)$, $W_\mu^a(x)$ et B_μ sont les champs des bosons de jauge de couleur (gluons) de $\rm SU(2)_L$ et d'hypercharge, respectivement; g_3, g_2 et g_1 sont les constantes de couplage correspondantes.

Les interactions de Yukawa, qui couplent les champs de Higgs aux fermions d'isospin $\pm 1/2$ des trois générations sont déterminées à partir du potentiel

$$V_Y = \lambda_{ij}^{(u)} H_\alpha \overline{u}_{iR} q_j^\alpha + \lambda_{ij}^{(d)} H^\alpha \overline{q}_i^\alpha d_{Rj} + \lambda_{ij}^{(e)} H^\alpha \overline{l}_i^\alpha e_{Rj} \tag{1.4}$$

où les $\lambda_{i,j}^{(u,d,e)}$ sont les constantes de couplage de Yukawa. Le potentiel scalaire de Higgs, quant à lui, est donné par

$$V_H = -m^2 H^{\alpha\dagger} H^\alpha + \lambda (H^{\alpha\dagger} H^\alpha)^2 \ ; \quad m^2, \lambda > 0 \tag{1.5}$$

Le potentiel de Higgs ainsi construit donne naissance au mécanisme de brisure de la symétrie SU(2) $\otimes$ U(1) grâce au signe particulier choisi devant le terme de masse. On trouve alors, en posant $H^0 = (v+h)/\sqrt{2}$ où $v = \sqrt{2}\langle 0|H^0|0\rangle$, que minimiser V_H mène à $v = m^2/\sqrt{2}\lambda$ et le champs scalaire h correspond à une particule physique, le boson de Higgs, de masse carrée (positive) $M_H^2 = 2m^2 > 0$.

Les interactions de Yukawa donnent alors leur masse aux quarks et aux leptons et, à partir de transformations unitaires sur les champs gauches et droits, on peut obtenir les états propres de masse, qui pour les quarks de type down sont donnés par $d'_i = V_{ij} d_j$ où V est appelée matrice de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM); les valeurs des V_{ij} sont données par exemple dans [1]. Les interactions de jauge fournissent également les masses des bosons $W^\pm$ et Z. On a en effet $M_W = g_2 v/2$, ce qui implique $v = 246$ GeV. On peut aussi écrire

$$M_W = \frac{g_2}{\sqrt{\lambda}} \frac{M_H}{2\sqrt{2}} \tag{1.6}$$

mettant ainsi en évidence que M_H dicte l'échelle de masse électrofaible.

Le MS a passé avec succès un grand nombre de tests expérimentaux, et reste encore actuellement en parfait accord avec toutes les mesures, en particulier celles très précises faites à LEP au CERN qui l'ont testé jusqu'au niveau quantique. Cependant, du point de vue du théoricien, de nombreux aspects du MS restent insatisfaisants, nous poussant à croire que nous n'observons qu'une manifestation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Une liste non–exhaustive des "difficultés" de ce modèle est donnée ci–dessous:

(i) Le MS possède 19 paramètres ajustables. Ce sont les trois masses des leptons, les 6 masses des quarks, les trois constantes de couplage ($\alpha_i = g_i^2/4\pi$), 4 paramètres de la matrice CKM (3 angles et 1 phase violant CP), les 2 paramètres du potentiel de Higgs (λ, m^2) et le paramètre de violation forte de CP ($\theta_{QCD} \tilde{F}_a^{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}^a$). Ce sont les données expérimentales qui fixent ce jeu de paramètres. Il est clair qu'une théorie dite fondamentale suppose un nombre de paramètres libres plus restreint.

(ii) La brisure de la symétrie électrofaible SU(2) $\otimes$ U(1) est introduite à la main, par le choix du signe devant le terme de masse du potentiel de Higgs, plutôt que d'être une conséquence de principes théoriques du modèle. Donc, même si le MS s'accommode très bien de la brisure électrofaible, il n'explique en aucun cas son origine.

(iii) Il n'y a pas de réelle unification des trois interactions que décrit le MS, puisque la symétrie est basée sur le produit direct de trois groupes distincts. De plus les fermions sont des représentations des groupes différentes. Ceci suggère l'existence d'un groupe de Grande Unification qui engloberait SU(3)$\otimes$ SU(2)$\otimes$ U(1) dans un groupe plus simple, SU(5) ou SO(10) par exemple, et où les quarks et les leptons seraient dans une même représentation du groupe.

(iv) Le problème, peut être le plus sérieux, est le problème de "hiérarchie de jauge". Les corrections radiatives à une boucle à la masse du boson de Higgs M_H divergent quadratiquement, donnant ainsi une masse corrigée

$$M_H^2 = 2m^2 + c(\tilde{\alpha}/4\pi)\Lambda^2 \tag{1.7}$$

où $\tilde{\alpha}$ est une constante de couplage et Λ est l'échelle de coupure qui peut être interprétée comme étant l'énergie à partir de laquelle une nouvelle physique prend place et qui pourrait être l'échelle de Grande Unification. La masse du boson de Higgs M_H va donc augmenter avec Λ, et avec elle, l'échelle électrofaible. Ceci est connu sous le nom de problème de hiérarchie de jauge. Une possibilité pour résoudre ce problème, serait de choisir la "masse nue" m^2 de façon à annuler ces corrections quadratiques. Ceci mène alors à un autre problème connu sous le nom de "problème de réglage fin": par exemple, si $\Lambda \sim M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV, on doit accorder m^2 à 30 décimales près (!) pour avoir une échelle électrofaible de l'ordre de 100 GeV; en fait, les problèmes se posent déjà si Λ est dans la région d'échelle du TeV.

On pense donc raisonnablement que le Modèle Standard ne sera plus valide dans le domaine du TeV, ce pourquoi les futurs collisionneurs tels que le LHC ou un collisionneur linéaire e^+e^- avec une énergie de l'ordre du TeV, sont sensés découvrir une nouvelle physique au delà du MS. Parmi les possibilités de nouvelle physique, la Supersymétrie, qui sera développée dans le chapitre suivant, tente d'éclaircir les points (ii) (iii) et (iv) mentionnés ci-dessus.

1.2 La Supersymétrie

La Supersymétrie (SUSY) est une symétrie qui relie bosons et fermions. À chaque fermion du MS, SUSY associe deux partenaires de spin–zéro et à chaque boson de jauge ou de Higgs, un partenaire de spin 1/2. Ces nouvelles particules vont contribuer aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, et comme les contributions fermioniques et bosoniques apparaissent avec des signes opposés, les divergences de type quadratiques disparaissent naturellement. Ces nouvelles particules vont par ailleurs, contribuer à l'évolution des trois constantes de couplages du MS de l'échelle M_Z à la grande échelle et faire que les interactions s'unifient à $M_{\rm GUT}$. De plus, comme une composition de transformations supersymétriques est équivalente à une transformation de Poincaré, lorsque la Supersymétrie devient une symétrie locale, il apparaît un partenaire de spin 2, identifiable au graviton. La théorie de la la supersymétrie locale, appelée pour cette raison la Supergravité (SUGRA), inclut de ce fait la théorie de la gravité d'Einstein et donne la possibilité d'unifier toutes les interactions fondamentales.

En plus de tous ces avantages, il a été montré que dans une théorie Supersymétrique, la brisure de symétrie électrofaible peut se réaliser de manière très naturelle à partir de corrections radiatives, grâce à la grande valeur de la masse du quark top. De plus, certains modèles minimaux contiennent une particule supersymétrique électriquement neutre, interagissant faiblement, massive et absolument stable, faisant ainsi un candidat idéal pour résoudre le problème de la matière noire froide.

Pour toutes ces raisons, et bien d'autres encore, la Supersymétrie aux énergies de l'ordre du TeV et ses aspects phénoménologiques, revêt une importance bien particulière. Pour des détails plus techniques, le formalisme et la manière de construire une phénoménologie cohérente de la supersymétrie, le lecteur pourra se référer à la nombreuse littérature qui couvre le sujet [3, 4]. Ici, nous allons seulement discuter brièvement de l'extension supersymétrique

la plus simple et la plus minimale, qui est appelée le Modèle Standard Supersymétrique Minimal ou MSSM.

Dans le MSSM, décrit plus en détail un peu plus loin, on attribue à chaque particule du Modèle Standard un partenaire supersymétrique: deux scalaires pour chaque fermion du MS, appelés sfermions gauche et droit, et un fermion de spin 1/2 à chaque boson de jauge, appelé jaugino. Nous devons en plus, enrichir le secteur de Higgs d'un doublet de champs scalaire complexe supplémentaire d'hypercharge opposée à celui du MS. Ce doublet supplémentaire est nécessaire pour attribuer des masses aux quarks de type up et down et pour annuler les anomalies triangulaires dues aux partenaires supersymétriques du doublet de Higgs. Les partenaires de spin 1/2 des bosons de Higgs sont appelés les higgsinos.

Cependant, aucun partenaire supersymétrique n'a encore été découvert à ce jour. Nous devons donc en conclure que la supersymétrie est brisée. Une manière de résoudre ce problème est d'ajouter *à la main* des termes de brisure douce, ainsi nommés parce-qu'ils n'introduisent pas de nouvelles divergences quadratiques. Ceux ci consistent en des termes de masse pour les particules de type scalaires et les jauginos, et des interactions tri-linéaires et bilinéaires. Une telle approche, malheureusement, se révèle rapidement trop peu predictive vu le grand nombre de paramètres qu'elle introduit. Mais il existe plusieurs moyens pour réduire ce nombre de degrés de liberté : la Supergravité minimale, par exemple, ne fait appel qu'à cinq paramètres libres (quatre paramètres continus et un discret) supplémentaires.

Une grande partie de notre étude se situera dans le cadre du MSSM. Il existe dans ce modèle un nombre quantique conservé appelé R-parité définie par R=$(-1)^{3B+L+2S}$ où B, L et S représentent respectivement, les nombres baryonique, leptonique et de spin. On en déduit alors trois conséquences phénoménologiques importantes : les particules SUSY ne peuvent être produites que par paires, elles ne peuvent se désintégrer qu'en un nombre impair de super–particules et que la particule supersymétrique la plus légère (Lightest Super–Particle, ou LSP) est absolument stable.

1.3 Travail et plan de la thèse

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés aux modes de désintégration des superparticules. Une attention particulière a été portée à la troisième génération de fermions et de sfermions, les quarks top et bottom et les leptons tau et neutrino-tau et leurs super-partenaires scalaires, qui ont une phénoménologie propre principalement pour deux raisons : d'une part, les couplages de Yukawa de ces fermions sont importants et font que les mélanges entre sfermions sont forts menant à diverses conséquences importantes et, d'autre part, si une théorie unifiée Supersymétrique est bien réalisée dans la Nature, l'étude des équations du groupe de renormalisation des paramètres de brisure douce de la SUSY montre que les sfermions de la troisième génération sont en général plus légers que ceux des deux premières générations. Pour toutes ces raisons, l'une de ces particules serait la particule supersymétrique chargée la plus légère, et sa découverte pourrait être le premier pas vers l'obtention du spectre supersymétrique complet. Ceci est aussi le cas du chargino le plus léger et du deuxième neutralino, combinaisons linéaires des partenaires supersymétriques des bosons de jauge et de Higgs, dont les masses sont en général (en particulier dans les modèles d'uni-

fication) du même ordre de grandeur que celle du neutralino le plus léger (la LSP), et qui peuvent donc être les premières superparticules accessibles expérimentalement. Une étude détaillée des désintégrations de ces charginos et neutralinos à aussi été l'objet de cette thèse.

La plupart des résultats obtenus lors de ce travail peuvent s'appliquer à une grande marge d'accélérateurs leptoniques (LEP2 ou un futur collisionneur e^+e^- à haute énergie) ou hadroniques (Tevatron et LHC), présents et futurs.

Ce mémoire est organisé comme suit: après cette introduction, nous discuterons brièvement de la Supersymétrie et de ses implications phénoménologiques dans le domaine de la physique des particules (chapitre 2) et nous développerons plus en détail le spectre du MSSM dans le secteur des sfermions, des jauginos et du Higgs (chapitre 3). Nous rappellerons ensuite les modes de production des particules supersymétriques, dans les collisionneurs leptoniques et hadroniques (chapitre 4). Nous discuterons ensuite l'objet de la thèse, qui est les modes de désintégrations des sfermions (chapitre 5) et des jauginos (chapitre 6) en deux, trois ou quatre corps. Nous renverrons en Annexe **A** les formules analytiques de certains modes de désintégration, du traitement de l'espace de phase et une notice de présentation du programme, `SDECAY`, mis en place au cours de ce travail afin de mener à bien toutes nos analyses numériques. En Annexe **B**, nous joindrons les articles publiés sur ce sujet au cours de cette thèse, et qui contiennent tous les détails sur les analyses discutées dans les chapitres 5 et 6. Finalement, en Annexe **C**, nous présentons (bien que le sujet soit en dehors de ce travail de thèse) une étude du spectre dans le cadre du NMSSM, i.e. du MSSM élargi en incluant un singulet de jauge.

Chapitre 2

La Supersymétrie et le MSSM

2.1 La Supersymétrie

Avant de mettre en place le Modèle Standard Supersymétrique Minimal nous allons, en quelques mots, redéfinir les caractéristiques générales de l'algèbre supersymétrique. La supersymétrie est une symétrie entre bosons et fermions, elle requiert donc que le nombre de bosons et d'états d'hélicité de fermions soit le même dans un multiplet. Elle a tout d'abord été introduite dans un but "esthétique" suivant lequel la nature devait respecter une symétrie entre bosons et fermions.

On peut réaliser l'algèbre supersymétrique (SUSY) de la façon suivante [2]. Soit Q_α un spineur gauche obéissant à la relation d'anticommutation:

$$\{Q_\alpha, Q_\beta^\dagger\} = -2(P_L\gamma^\mu\gamma^0)_{\alpha\beta}P_\mu \tag{2.1}$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = [Q_\alpha, P_\mu] = 0 = [P_\mu, P_\nu] \tag{2.2}$$

où P^μ est le quadrivecteur énergie-impulsion et $P_L = (1-\gamma^5)/2$. Les équations (2.1) et (2.2) sont plus souvent appelées "Algèbre de Lie Gradées". On a, de plus, $M^2 \equiv P^\mu P_\mu$ qui est un opérateur de Casimir, et donc, tous les états d'un multiplet SUSY (supermultiplet) possèdent la même masse. On doit également vérifier que chacun de ces multiplets possède un nombre égal d'états fermioniques et bosoniques : définissons l'index de Witten $(-1)^{N_f}$ où N_f est l'opérateur dont les valeurs propres sont les nombres de fermions dans un état donné. Puisque Q_α est un opérateur de type fermionique, il doit anticommuter avec $(-1)^{N_f}$. D'où, si Tr représente la trace suivant tous les états d'un multiplet, on doit avoir

$$Tr\left[(-1)^{N_f}\{Q_\alpha, Q_\beta^\dagger\}\right] = Tr\left[-Q_\alpha(-1)^{N_f}Q_\beta^\dagger + (-1)^{N_f}Q_\beta^\dagger Q_\alpha\right] = 0 \tag{2.3}$$

Mais, (2.1) implique

$$0 = Tr(-1)^{N_f}P_\mu = P'_\mu Tr(-1)^{N_f} \tag{2.4}$$

où P'_μ est la valeur propre (commune) du supermultiplet. Ainsi, $Tr(-1)^{N_f} = 0$ pour $P'_\mu \neq 0$ et donc, les nombres d'états fermioniques et bosoniques doivent être égaux une fois sommés sur le multiplet.

Les considérations ci-dessus pourraient n'être vu que comme des jouets de l'esprit s'il n'étaient deux remarquables théorèmes. Le premier de ceux-ci est le suivant [7] : la seule algèbre de Lie gradée pour une matrice-S, construite à partir d'une théorie relativiste de champ locale est l'algèbre supersymétrique. Cette algèbre est l'unique extension gradée de la théorie Lorentzienne covariante des champs.

Nous allons à présent mettre en avant certaines propriétés des systèmes obéissant à l'algèbre SUSY. Si on prend la trace de (2.1) on obtient

$$P^0 \equiv H = \frac{1}{4}(QQ^\dagger + Q^\dagger Q) \geq 0 \tag{2.5}$$

i.e. l'Hamiltonien est toujours un opérateur positif et semi-défini. Si l'état du vide est supersymétrique, on doit avoir $Q_\alpha|0\rangle = 0 = Q_\alpha^\dagger|0\rangle$, l'énergie du vide s'annule alors : $E_{\text{vide}} = \langle 0|H|0\rangle \equiv 0$. Par contre, si il y a brisure spontanée de supersymétrie, soit $Q_\alpha|0\rangle \neq 0$ et $Q_\alpha^\dagger|0\rangle \neq 0$ a lors, $E_{\text{vide}} = \langle 0|H|0\rangle$ 0. Ceci suggère donc qu'il peut être difficile de briser la supersymétrie puisque le vide symétrique est toujours plus bas que le vide brisé. Pour briser SUSY, on doit s'arranger de telle sorte que le vide symétrique n'existe pas (*i.e.* n'est pas un extremum du potentiel effectif). En fait, pour un grand nombre de systèmes, on peut montrer que si SUSY n'est pas brisée à l'ordre de l'arbre, elle ne le sera pas non plus en y incluant les corrections radiatives [8].

Les multiplets SUSY les plus simples sont les multiplets non massifs, qui consistent en des états de spin s et $s + 1/2$. Pour la construction de notre modèle, nous auront besoin des supermultiplets suivants :

(i) *Multiplet Chiral: $(z(x),\chi(x))$*

Il consiste en un champ scalaire complexe $z(x)$ $(s = 0)$ et un spineur de Weyl $\chi(x)$. Nous avons donc bien 2 états de Bose, et 2 états de Fermi dans ce multiplet. Ce type de multiplet peut être utilisé pour décrire les états de matière, puisque les quarks et les leptons sont représentés par des spineurs de Weyl $Left$. Les champs $z(x)$ sont des champs supplémentaires de spin 0 pour “supersymétriser” les “squarks” et les “sleptons”.

(ii) *Multiplet Vectoriel: $(V^\mu(x), \lambda(x))$*

Il consiste en un champ réel de vecteur $V^\mu(x)$ $(s = 1)$ et un spineur de Majorana $\lambda(x)$ $(s = 1/2)$. Une fois de plus, il y a bien 2 états de Bose et 2 états de Fermi dans ce multiplet (un boson de jauge vectoriel non massif n'a que 2 états d'hélicité). Ces multiplets peuvent être utilisés pour représenter les bosons de jauge, le spineur additionnel $\lambda(x)$ devenant le partenaire supersymétrique, appelé “jaugino”.

La dynamique de la supersymétrie globale consiste en des interaction de jauge et de Yukawa supersymétrisées.

Interactions de Jauge: dans ce cas, nous devons prendre en compte trois types de termes :

(a) L'interaction de jauge bosonique usuelle obtenue par le remplacement

$$\partial_\mu \to \partial_\mu - i\sum_i g_i V_{\mu i}^a T_i^a \tag{2.6}$$

où $V_{\mu i}^a$, g_i, et T_i^a sont les bosons de jauge, les constantes de couplage, et les représentations de groupe pour le sous-groupe G_i (le groupe de symétrie complet peut être un produit de ces sous-groupes $G = \Pi_i G_i$).

(b) Les interactions de type jaugino avec le multiplet chiral $(z_m(x), \chi_m(x))$,

$$\mathcal{L}_\lambda = -i\sqrt{2}\sum_{i,m} g_i \overline{\lambda}_i^a z_m^\dagger T_i^a \chi_m \tag{2.7}$$

(c) Une contribution bosonique supplémentaire au potentiel effectif, les "termes D",

$$V_D = \frac{1}{2}\sum_{i,a} g_i^2 D_i^a D_i^a; \; D_i^a = \sum_m z_m^\dagger T_i^a z_m \tag{2.8}$$

Toutes ensembles, les interactions ci dessus sont supersymétriques et invariantes de jauge.

Interactions de Yukawa: celles-ci sont gouvernées par un superpotentiel $W(z_m)$. (On remarquera que W est holomorphique, en ce sens qu'il est fonction de $z(x)$ mais non de $z^\dagger(x)$). Les interactions de Yukawa bosoniques sont des contributions de type "termes F" au potentiel effectif

$$V_F = \sum_m \left|\frac{\partial W}{\partial z_m}\right|^2, \tag{2.9}$$

et les interactions de Yukawa de type fermioniques sont données par le Lagrangien :

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{1}{2}\sum_{m,n} \overline{\chi}_m^C \frac{\partial^2 W}{\partial z_m \partial z_n} \chi_n + h.c. \tag{2.10}$$

où χ^C est le conjugué de charge du champ χ. Ici également, les termes sont tous invariant sous une transformation supersymétrique.

Ainsi, si l'on se donne un superpotentiel W, et un groupe de jauge G, les équations ci dessus forment un set unique d'interactions supersymétriques et invariantes de jauge.

De plus, il est remarquable que les systèmes supersymétriques décrits ci dessus ne possèdent plus de divergence quadratique. Plus précisément, il n'y a plus de renormalisation pour aucun de couplages du terme F (dans V_Y). Les seuls infinis de la théorie sont des infinis de type logarithmique venant de la renormalisation de la fonction d'onde et des constantes de jauge. Ainsi, non seulement SUSY est l'unique extension de Lie gradée du MS [7], mais elle élimine également les divergences de la self-énergie du Higgs (qui était l'inconvénient théorique le plus grand dans le MS comme discuté précédemment): le terme quadratique Λ^2 devient $(m_{\tilde{q}}^2 - m_q^2)\ln(\Lambda^2/m_{\tilde{q}}^2)$. Si SUSY est non brisée, on aura $m_{\tilde{q}} = m_q$ et les divergences disparaissent totalement. Avec la brisure de SUSY et afin d'éviter le problème de "réglage fin" discuté ci dessus, nous espérons que $m_{\tilde{q}} \lesssim 1$ TeV. Nous pensons donc trouver les superparticules dans un domaine d'énergie accessible aux futurs collisionneurs.

2.2 Définition du MSSM

Le modèle supersymétrique le plus simple -et le plus populaire- consiste en la supersymétrisation du Modèle Standard (MS), où ne sont introduits que les champs et les couplages nécessaires pour la consistance du modèle. Ce modèle est connu sous le nom de Modèle Standard Supersymétrique Minimal, ou MSSM en abrégé et est construit comme suit :

- À chaque champ bosonique de jauge est associé un champ de spin $\frac{1}{2}$, correspondant à une particule appelée *jaugino*. Les partenaires des champs B_μ et W_μ^i seront notés $\tilde{B}$ et $\tilde{W}^i$. En analogie avec le photon, les bosons Z et $W^\pm$, on peut former un photino $\tilde{\gamma}$, un Z-ino $\tilde{Z}$, et les $\tilde{W}^\pm$-inos à partir des champs $\tilde{B}$ et $\tilde{W}^i$. Les superpartenaires des gluons sont les gluinos $\tilde{g}$.

- Les quarks et les leptons ont quant à eux des partenaires de spin -0 appelés *squarks* et *sleptons*. Comme chaque degré de liberté doit avoir son équivalent supersymétrique, deux champs bosoniques sont nécessaires pour chaque fermion du MS. Ces états seront notés "left" et "right" : $\tilde{q}_L$, $\tilde{q}_R$ pour les squarks, et $\tilde{l}_L$, $\tilde{l}_R$ pour les sleptons.

- De plus, nous avons besoins de deux doublets de Higgs complexes, d'hypercharge ± 1 afin de donner une masse aux quarks de type up et down, et d'annuler les anomalies triangulaires. Chaque champ de Higgs possède également un superpartenaire de spin zéro appelé *higgsino*.

Le contenu en champs du MSSM est représenté dans la table ci dessous. La Supersymétrie, dans sa version locale, inclut la gravité. La théorie résultante est appelée Supergravité. Le modèle suppose l'existence du graviton (de spin 2) et son partenaire supersymétrique, le gravitino (de spin $\frac{3}{2}$).

Superchamp	Particule	Spin	Superpartenaire	Spin
V_1	B_μ	1	$\tilde{B}$	$\frac{1}{2}$
V_2	W_μ^i	1	$\tilde{W}^i$	$\frac{1}{2}$
V_3	G_μ^a	1	$\tilde{g}^a$	$\frac{1}{2}$
Q	$(u, d)_L$	$\frac{1}{2}$	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	0
U^c	$\bar{u}_R$	$\frac{1}{2}$	$\tilde{u}_R^*$	0
D^c	$\bar{d}_R$	$\frac{1}{2}$	$\tilde{d}_R^*$	0
L	$(\nu, e)_L$	$\frac{1}{2}$	$(\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$	0
E^c	$\bar{e}_R$	$\frac{1}{2}$	$\tilde{e}_R^*$	0
H_1	(H_1^0, H_1^-)	0	$(\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$	$\frac{1}{2}$
H_2	(H_2^+, H_2^0)	0	$(\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$	$\frac{1}{2}$

Regardons maintenant le Lagrangien supersymétrique, sans rentrer dans les détails, une approche plus technique des interactions se trouve dans les revues [40] par exemple. Il est évident que les interactions de jauge sont déterminées par le groupe de jauge, qui est le même que celui du MS. Les masses et les couplages des champs de matière sont, quant à eux, déterminés à partir du superpotentiel $\mathcal{W}$. Le choix du groupe de jauge contraint en partie le superpotentiel mais ne le fixe pas complètement pour autant. Pour le déterminer complètement, on doit restreindre également le nombre minimum de champs. On obtient dès

lors,

$$\mathcal{W} = \sum_{i,j=1}^{3} \left[(h_E)_{ij} \, H_1 L_i E_j^c + (h_D)_{ij} \, H_1 Q_i D_j^c + (h_U)_{ij} \, Q_i H_2 U_j^c \right] + \mu H_1 H_2 \tag{2.11}$$

où i et j représentent les indices de génération et où nous supposons la contraction sur les indices SU(2) et SU(3); en particulier,

$$H_1 H_2 \equiv \epsilon^{\alpha\beta} \; H_{1\alpha} H_{2\beta} = H_1^0 H_2^0 - H_2^+ H_1^- \tag{2.12}$$

où $\epsilon^{\alpha\beta}$ (α, β =1, 2) est le tenseur totalement antisymétrique utilisé pour la contraction sur les indices d'isospin de $SU(2)_L$. De la même façon, il faut comprendre $H_1 Q D^c \equiv \epsilon^{\alpha\beta} H_{1\alpha} Q^a_\beta D^c_a$ où a =1, 2, 3 est l'indice de couleur, *etc.* Les matrices 3×3 h_D, h_U, et h_E sont les couplages de Yukawa (sans dimension), donnant naissance aux masses de quarks et leptons. De plus, ces éléments de matrice interviennent dans les angles de mélanges de la matrice CKM, et participent donc à des effets de violation de CP. Il est intéressant de remarquer ici que ce même superpotentiel est obtenu en exigeant la conservation des nombres baryoniques et leptoniques, condition automatiquement remplie dans le MS, mais non dans le MSSM. Le Lagrangien déduit du superpotentiel (2.11) est

$$\mathcal{L}_{\rm SUSY} = -\Big[\sum_{j,k} \frac{\partial^2 \mathcal{W}}{\partial \phi_j \partial \phi_k} \, \psi_j \psi_k + {\rm h.c.} \Big] - \sum_j \left| \frac{\partial \mathcal{W}}{\partial \phi_j} \right|^2 \tag{2.13}$$

où les ϕ_i sont les champs scalaires et les ψ_i, les champs fermioniques (remarquez que $\mathcal{W}$ ne dépend que des champs bosoniques). Les premiers termes de (2.13) contient les termes de masse et les interactions de type fermionique, alors que le second, celles de type bosonique.

Les interactions obtenues à partir de ce superpotentiel respectent une symétrie appelée R-parité sous laquelle les champs "standards" (champs de matière fermioniques, champs de Higgs et champs de bosons de jauge) sont pairs, alors que leur superpartenaire (sfermions, higgsinos, et jauginos) sont impairs. De la sorte toute interaction que l'on rencontrera par la suite fera intervenir un nombre pair de particules supersymétriques. Ce qui signifie que toutes les superparticules seront forcément produites par paires, et que dans tout produit de désintégration de sparticules interviendra un nombre impair de particules supersymétriques.

La R-parité implique aussi que dans le MSSM, la particule supersymétrique la plus légère (la Lightest Super-Particule, ou LSP) est absolument stable. Une conséquence importante est que, comme les LSP ne peut pas se désintégrer, quelques unes ont du survivre depuis l'époque du Big Bang. La recherche de ces particules reliques a permis d'exclure des particules supersymétriques stables interagissant sous les forces électromagnétiques ou forte : la LSP doit donc être neutre de couleur et non chargée électriquement et, comme elle doit aussi être massive (comme l'indiquent les recherches infructueuses qui ont été faites au LEP), elle est un candidat idéal pour la matière noire. En particulier, la densité de relique cosmologique du neutralino le plus léger χ_1^0 peut être dans la plage $0.1 \lesssim \Omega h^2 \lesssim 0.3$ (h étant la constante de Hubble) favorisée par les mesures astrophysiques; le cas du sneutrino $\tilde{\nu}_i$ a quant à lui, a été exclu par ces mesures [14].

En ce qui concerne la physique des collisionneurs à haute énergie, la conservation de la R-parité signifie que tout produit de désintégration d'une particule SUSY contiendra un nombre arbitraire de particules standard et une LSP. Celle ci n'est pas directement visible mais elle sera porteuse d'énergie manquante. La signature principale de la découverte de la supersymétrie dans le cadre du MSSM sera donc de l'énergie transverse manquante.

Remarquons que ce nouveau nombre quantique n'apparaît que par souci de "minimalité". Il est possible d'inclure dans le superpotentiel, des termes violant la R-parité, et permettant par là même, à la LSP de se désintégrer en partenaires standards. Le potentiel brisant cette symétrie discrète est de la forme :

$$\mathcal{W}_{\not{R}} = \lambda LLE^c + \lambda' LQD^c + \lambda'' D^c D^c U^c + \mu' H_1 L. \tag{2.14}$$

La forme du superpotentiel (2.14) montre en plus, une violation possible des nombres quantiques leptoniques et baryoniques. Cependant, les contraintes expérimentales sur λ, λ' et λ'' sont très fortes (principalement par la mesure de la durée de vie du proton, qui serait beaucoup plus faible sinon). D'autres contraintes [6] restreignent donc ces couplages, sinon à être nuls, au moins à être très faibles. Toutefois, pour nos travaux futurs, nous nous sommes placés dans le cadre du MSSM sans violation de la R-parité. Pour une phénoménologie plus détaillée avec R-parité violée, le lecteur pourra se reporter à [13].

Le potentiel scalaire, quant à lui, est obtenu à partir des termes appelés "termes F" et "termes D", et se présente sous la forme :

$$\mathcal{V} = F_i^* F_i + \tfrac{1}{2}\left[D^a D^a + D^i D^i + (D')^2\right] \tag{2.15}$$

avec

$$F_i = \frac{\partial \mathcal{W}(\phi_i)}{\partial \phi_i} \tag{2.16}$$

$$D^a = \tfrac{1}{2} g_3\, \phi^*\, \lambda^a\, \phi\,, \quad D^i = \tfrac{1}{2}\, g_2\, \phi^*\, \sigma^i\, \phi\,, \quad D' = \tfrac{1}{2}\, g_1\, \mathrm{Y}_\phi\, \phi_i^* \phi_i\,. \tag{2.17}$$

où λ^a et σ^i sont les matrices de Gell-Mann–Low et de Pauli et $\mathrm{Y}_\phi = 2(Q - I_3)$ l'hypercharge du champ ϕ.

Le Lagrangien écrit en (2.13) est invariant sous toute transformation supersymétrique. Cependant, il est facile de montrer [16] qu'une théorie supersymétrique attribue des masses égales aux particules standards et à leur superpartenaire. Ceci n'est expérimentalement pas le cas (nous n'avons pas observé de sélectron à 511 keV). Nous devons alors introduire des termes de brisure douce dans le Lagrangien, violant l'invariance sous les transformations supersymétriques, tout en respectant l'annulation des divergences quadratiques. Malheureusement, nous ne connaissons pas encore de mécanisme satisfaisant qui expliquerait la brisure de la supersymétrie à notre échelle. Nous nous contentons donc de rajouter *à la main* des couplages et des masses "soft" ou "doux", *i.e.* n'introduisant pas de divergences quadratiques supplémentaires, pour chaque jaugino et scalaire. Les termes se répartissent suivant:

- Les termes de masse des jauginos $-\frac{1}{2} M_a \overline{\lambda}_a \lambda_a$ (a représentant l'indice de groupe).
- Les termes de masse des scalaires (sfermions et Higgs) $-M_{\phi_i}^2\, |\phi_i|^2$.
- Les interactions tri-linéaires entre scalaires $A^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k$.

– Les termes bilinéaires $-B_{ij}\phi_i\phi_j$ + h.c.

On écrit alors la partie "brisure douce" du Lagrangien supersymétrique

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{soft}} = & \ \tfrac{1}{2}M_1\tilde{B}\tilde{B} + \tfrac{1}{2}M_2\tilde{W}\tilde{W} + \tfrac{1}{2}\,M_3\,\tilde{g}\tilde{g} + m^2_{H_1}|H_1|^2 + m^2_{H_2}|H_2|^2 \\ & +M^2_{\tilde{Q}}|\tilde{Q}_L|^2 + M^2_{\tilde{U}}|\tilde{u}^c_R|^2 + M^2_{\tilde{D}}|\tilde{d}^c_R|^2 + M^2_{\tilde{L}}|\tilde{L}_L|^2 + M^2_{\tilde{E}}|\tilde{e}^c_R|^2 \\ & + \Big(h_E A_E H_1 \tilde{\ell}_L \tilde{e}^c_R + h_D A_D H_1 \tilde{Q}_L \tilde{d}^c_R + h_U A_U H_2 \tilde{L}_L \tilde{u}^c_R + B\mu H_1 H_2 + \text{h.c.}\Big) \end{aligned} \quad (2.18)$$

où M_1, M_2, M_3 représentent les masses des jauginos U(1), SU(2), et SU(3) respectivement. $m^2_{H_1}$, $m^2_{H_2}$ et $B\mu$ sont les termes de masse des champs de Higgs. les termes de masse scalaire $M^2_{\tilde{Q}}$, $M^2_{\tilde{U}}$, $M^2_{\tilde{D}}$, $M^2_{\tilde{L}}$ et $M^2_{\tilde{E}}$ sont, dans le cas le plus général, des matrices hermétiques 3×3 dans l'espace des générations, tandis que $h_u A_U$, $h_D A_D$, et $h_E A_E$ sont de simples matrices 3×3. Si nous permettons aux coefficients de l'équation (2.18) d'être complexes, nous nous retrouvons avec 124 paramètres libres (masses, angles de mélanges et phases inclus). (Remarquez que $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ respecte la R-parité, si cela n'avait pas été le cas le nombre de paramètres libres aurait été beaucoup plus important).

Nous venons de mentionner ci-dessus les différents types de termes qui violent la supersymétrie, tout en étant incapable de justifier proprement leur origine. Si la supersymétrie est brisée, comme la symétrie électrofaible, spontanément, il existe un fermion de Goldstone, appelé goldstino. Dans le cas où la supersymétrie est globale, celui-ci sera sans masse. Lorsque celle-ci est rendue locale, le goldstino est "mangé" par la gravitino ($\tilde{g}_{3/2}$), qui, de ce fait, acquiert une masse $M_{3/2}$. Ce mécanisme est appelé mécanisme de *super-Higgs* et est totalement comparable au mécanisme de Higgs classique des théories de jauge ordinaires.

Des modèles récents de brisure spontanée de supersymétrie à basse énergie suppose que celle-ci est brisée dans un secteur "caché", complètement neutre au niveau des groupes de jauge du Modèle Standard. L'information de la brisure est alors "transportée" vers le secteur visible, qui contient le MSSM, par différents mécanismes. Il n'existe pas de couplage renormalisable à l'ordre de l'arbre entre le secteur caché et le secteur visible. Nous allons ici mentionner deux exemples de ces mécanismes : les modèles de brisure de SUSY appelés "gravity-mediated" et "gauge-mediated".

Dans les modèle de style "gravity-mediated", la brisure de la supersymétrie est transmise au MSSM via les interactions gravitationnelles. Ce phénomène se produit à une très grande échelle et le gravitino acquiert une masse de l'ordre de l'échelle électrofaible. La réalisation la plus simple de ce mécanisme est contenue dans ce qu'on appelle Le Modèle Minimal de Supergravité (mSUGRA) [3, 4]. Dans cette approche, on suppose des termes de masse universels pour les jauginos ($M_{1/2}$) et pour les scalaires (M_0), et des couplages tri-linéaires universels (A_0), à l'échelle M_X. De plus, il suffit ensuite juste de préciser la valeur de tgβ et le signe de μ_0 pour fixer tous les paramètres Les équations du groupe de renormalisation sont alors utilisées pour retrouver les paramètres du MSSM à l'échelle électrofaible. Puisque mSUGRA n'implique que 5 paramètres de plus que les 19 du MS, il est très prédictif, et est donc le fer de lance de nombreuses recherches expérimentales et d'analyses phénoménologiques. Cependant, il est important également de garder à l'esprit qu'il est très restrictif.

Les modèles de brisure de type "gauge-mediated" (GMSB) implique un secteur "secluded" où la Supersymétrie est brisée, et un secteur "messager" qui consiste en des particules possédant des nombres quantiques SU(3) $\otimes$ SU(2) $\otimes$ U(1). Les messagers sont automatiquement couplés avec les particules du secteur "secluded". La brisure de la Supersymétrie est transmise au MSSM via des échanges virtuels de messagers. Puisque ces interactions sont neutres de saveur, nous possédons des conditions limites universelles dans GMSB, tout comme dans mSUGRA (le modèle GMSB est donc même plus restrictif que mSUGRA). Le spectre de masse à basse énergie est déterminé à partir de la masse des messagers. Un fait particulier de ce modèles est que SUSY est brisée à une échelle bien plus faible que celle dans des modèles de type "gravity-mediated". Cette échelle est typiquement de l'ordre de $10^4 - 10^5$ GeV. De plus, le gravitino possède une masse de l'ordre de l'eV ou du keV, et devient donc la LSP. Ceci peut se révéler très important pour le recherche expérimentale de la supersymétrie, parce que la "next to lightest superparticle" (ou NLSP) se désintégrerait alors en son partenaire standard, plus un gravitino.

Une discussion plus détaillée des mécanismes de brisure de la supersymétrie est bien au delà de l'objectif de cette thèse. Pour cela, nous renvoyons le lecteur aux références [3, 4] pour une revue de la phénoménologie dans les modèles mSUGRA et GMSB [41], respectivement.

2.3 Équations du Groupe de Renormalisation

Les quantités expérimentalement accessibles à l'échelle électrofaible, masses et couplages, sont reliées à celles à haute énergie, à travers les Équations du Groupe de Renormalisation (RGE).

Un des attraits du MSSM, est qu'il permet l'unification des constantes de jauge, à une énergie de l'ordre de $M_X \sim 2.10^{16}$ GeV [14]. Tout comme les modèles de Grande Unification, tous les jauginos évoluent dans une même représentation du groupe de jauge "unificateur". Les masses de jauginos sont elles aussi unifiées à une échelle $Q \sim M_X$. Les équations du groupe de renormalisation à une boucle pour les couplages de jauge et les masses de jauginos, s'écrivent

$$\frac{d}{dt}\, g_a = \frac{b_a}{16\pi^2}\, g_a^3 \,, \qquad \frac{d}{dt}\, M_a = \frac{b_a}{8\pi^2}\, g_a^2 M_a \tag{2.19}$$

avec $t = \ln(Q/M_X)$ et $b_a = 33/5, 1, -3$ pour $a = 1,\, 2,\, 3$ respectivement. Les coefficients b_a (des fonctions β) dans MSSM sont différents de ceux du MS où $b_a = \{41/10, -19/6, -7\}$, à cause du spectre de particules plus large dans le cas supersymétrique. On peut alors écrire:

$$\frac{M_1}{g_1^2} = \frac{M_2}{g_2^2} = \frac{M_3}{g_3^2} \tag{2.20}$$

aux corrections à deux boucles près.

Considérons maintenant l'évolution des masses des scalaires. Pour simplifier notre étude, nous allons supposer que les matrices de masses softs des squarks et des sleptons sont diagonales, *i.e.* $M^2_{\tilde{Q}} = \mathrm{diag}(M^2_{\tilde{Q}_1}, M^2_{\tilde{Q}_2}, M^2_{\tilde{Q}_3})$. Nous allons, dans un premier temps, négliger les couplages de Yukawa et les couplages tri-linéaires des deux premières générations, c'est à dire que nous prendrons $h_u = \mathrm{diag}(0, 0, h_t)$, $A_U = \mathrm{diag}(0, 0, A_t)$, *etc.* Les équations du groupe de

renormalisation à une boucle pour les masses des squarks et des sleptons des deux premières générations sont alors données par :

$$16\pi^2 \frac{d}{dt} M_\phi^2 = -\sum_{a=1}^{3} 8 g_a^2 C_a^\phi \, |M_a|^2 \tag{2.21}$$

où la somme porte sur les indices de groupe de jauge. les C_a^ϕ sont les opérateurs de Casimir : $C_1^\phi = \frac{3}{5}(\frac{Y_\phi}{2})^2$, pour chaque scalaire ϕ, d'hypercharge $Y_\phi (Y_Q = \frac{1}{3}, Y_u = -\frac{4}{3}, Y_d = \frac{2}{3}, etc.)$; $C_2^\phi = 3/4(0)$ pour $\phi = \tilde{Q}, \tilde{L}(\tilde{U}^c, \tilde{D}^c \tilde{E}^c)$; et $C_3^\phi = 4/3(0)$ pour $\phi = \tilde{Q}, \tilde{U}^c, \tilde{D}^c(\tilde{L}, \tilde{E}^c)$. Le terme de droite de l'équation (2.21) est strictement négatif, ce qui signifie que M_ϕ croit lorsque l'on se rapproche de l'échelle électrofaible. De plus, si on regarde de plus près les contributions SU(3), la masse des squarks croit plus rapidement que celle des sleptons.

Les paramètres de masses soft des troisième générations de squarks et de sleptons obéissent également à l'équation (2.21), tout comme les champs de Higgs, mais ils faut alors tenir compte des couplages de Yukawa et des couplages tri-linéaires de la troisième génération. On obtient les équations suivantes:

$$\begin{aligned}
16\pi^2 \frac{d}{dt} M_{\tilde{Q}_3}^2 &= X_t + X_b - \frac{32}{3} g_3^2 \, |M_3|^2 - 6 g_2^2 \, |M_2|^2 - \frac{2}{15} g_1^2 \, |M_1|^2, \\
16\pi^2 \frac{d}{dt} M_{\tilde{U}_3}^2 &= 2X_t - \frac{32}{3} g_3^2 \, |M_3|^2 - \frac{32}{15} g_1^2 \, |M_1|^2, \\
16\pi^2 \frac{d}{dt} M_{\tilde{D}_3}^2 &= 2X_b - \frac{32}{3} g_3^2 \, |M_3|^2 - \frac{8}{15} g_1^2 \, |M_1|^2, \\
16\pi^2 \frac{d}{dt} M_{\tilde{L}_3}^2 &= X_\tau - 6 g_2^2 \, |M_2|^2 - \frac{3}{5} g_1^2 \, |M_1|^2, \\
16\pi^2 \frac{d}{dt} M_{\tilde{E}_3}^2 &= 2X_\tau - \frac{24}{5} g_1^2 \, |M_1|^2, \\
16\pi^2 \frac{d}{dt} m_{H_1}^2 &= 3X_b + X_\tau - 6 g_2^2 \, |M_2|^2 - \frac{6}{5} g_1^2 \, |M_1|^2, \\
16\pi^2 \frac{d}{dt} m_{H_2}^2 &= 3X_t - 6 g_2^2 \, |M_2|^2 - \frac{6}{5} g_1^2 \, |M_1|^2,
\end{aligned} \tag{2.22}$$

avec

$$\begin{aligned}
X_t &= 2|h_t|^2 \, (m_{H_2}^2 + M_{\tilde{Q}_3}^2 + M_{\tilde{U}_3}^2) + 2|A_t|^2, \\
X_b &= 2|h_b|^2 \, (m_{H_1}^2 + M_{\tilde{Q}_3}^2 + M_{\tilde{D}_3}^2) + 2|A_b|^2, \\
X_\tau &= 2|h_t|^2 \, (m_{H_1}^2 + M_{\tilde{L}_3}^2 + M_{\tilde{E}_3}^2) + 2|A_\tau|^2.
\end{aligned} \tag{2.23}$$

X_t, X_b, et X_τ sont toujours positifs, et ils réduisent de ce fait la masse des scalaires. Donc, dans le cas général, les termes de brisure douce des scalaires de la troisième génération sont plus faibles que ceux de la première et deuxième génération, à moins que leurs valeurs à haute énergie ne soient vraiment différentes.

Les équations du groupe de renormalisation pour les termes softs $m_{H_1}^2$ et $m_{H_2}^2$ sont des cas assez spéciaux. Contrairement aux équations décrivant l'évolution des termes softs pour les squarks, il n'apparaît pas de terme proportionnel à M_3. Ceci implique donc que $m_{H_1}^2$ et $m_{H_2}^2$

deviennent négatifs lorsqu'on s'approche de l'échelle électrofaible [19] . Puisque ceci n'intervient que grâce aux corrections radiatives à une boucle, on appelle cela *brisure dynamique ou radiative de la symétrie électrofaible* [20]. De plus, remarquant que le quark top possède une masse très élevée par rapport aux autres quarks, on en déduit une large contribution provenant du terme X_t, et donc, on favorise de ce fait la relation $m^2_{H_2} < m^2_{H_1}$ (à moins que $h_t \sim h_b$).

Les masses des jauginos n'entrent pas seulement en jeu dans les équations (2.21) à (2.22), mais aussi dans celles régissant l'évolution des couplages tri-linéaires A_i. Donc, des masses de jauginos non-nulles à haute énergie permettent l'apparition de tous les autres termes de brisure douce à l'échelle électrofaible, grâce aux corrections radiatives à une boucle. Si les masses des jauginos étaient nulles à l'échelle M_X, ce seraient des corrections à deux boucles qui engendreraient les termes softs à basse énergie, et cet effet serait donc très faible.

Il faut en outre soulever un problème important ici : pour calculer les corrections radiatives, il faut choisir intelligemment un schéma de régularisation, et de renormalisation qui préserve la supersymétrie (et les symétries de jauge bien évidemment). La régularisation dimensionnelle, par exemple, viole la supersymétrie, parce que le passage à la dimension continue $4-\epsilon$ introduit un déséquilibre entre les degrés de liberté des bosons de jauge, et ceux des jauginos. Une solution à ce problème, est d'intégrer sur les $4-\epsilon$ dimensions, tout en prenant les indice μ des bosons de jauge sur les 4 dimensions [21] [27]. Ceci est plus connu sous le nom de *réduction dimensionnelle*, et respecte parfaitement, à la fois les symétries de jauge et la supersymétrie, tout au moins à l'ordre de deux boucles.

2.4 Brisure de la symétrie électrofaible

Dans le MSSM avec de doublets de Higgs, $H_1 = \left(H_1^0, H_1^-\right)$ et $H_2 = \left(H_2^+, H_2^0\right)$, les termes contribuant au potentiel scalaire V proviennent de trois sources:

– Termes D (interactions quartiques): $V_D = \frac{1}{2}\sum_a \left(\sum_i g_a S_i^* T^a S_i\right)^2$

– Termes F du Superpotentiel: $V_F = \sum_i \left|\frac{\partial W(z_i)}{\partial z_i}\right|^2 \to \sum_i \left|\frac{\partial W(\phi_j)}{\partial \phi_i}\right|^2$

– Termes softs: $V_{\text{soft}} = m^2_{H_1} H_1^\dagger H_1 + m^2_{H_2} H_2^\dagger H_2 + B\mu(H_2.H_1 + \text{h.c.})$

Les termes D pour les deux champs de Higgs H_1, H_2 avec $Y = +1, -1$ donnent

$$\begin{aligned} \mathrm{U(1)_Y} \quad &: \quad V_D^1 = \left[\frac{g'}{2}(|H_2|^2 - |H_1|^2)\right]^2 \\ \mathrm{SU(2)_L} \quad &: \quad V_D^2 = \left[\frac{g}{2}(H_1^{i*}\tau^a_{ij}H_1^j + H_2^{i*}\tau^a_{ij}H_2^j)^2\right] \end{aligned} \tag{2.24}$$

avec $\tau^a = 2T^a$. En utilisant l'identité de SU(2): $\tau^a_{ij}\tau^a_{kl} = 2\delta_{il}\delta_{jk} - \delta_{ij}\delta_{kl}$, on obtient

$$V_D = \frac{g^2}{8}\left[4|H_1^*.H_2|^2 - 2(H_1^*.H_2)(H_2^*.H_2) + (|H_1|^2 + |H_2|^2)\right]^2 + \frac{g'^2}{8}(|H_2|^2 - |H_1|^2)^2 \tag{2.25}$$

Les termes F [à partir juste du terme bilinéaire dans le superpotentiel W] et les termes de brisure softs donnent, quant à eux

$$V_F = \mu^2(|H_1|^2 + |H_2|^2) + m_1^2|H_1|^2 + m_2^2|H|_2^2 - B\mu\epsilon_{ij}(H_1^i H_2^j + \text{h.c.}) \tag{2.26}$$

On en déduit alors le potentiel scalaire impliquant les bosons scalaires de Higgs:

$$\begin{aligned} V_H &= (|\mu|^2 + m_{H_1}^2)|H_1|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_2}^2)|H_2|^2 - \mu B\epsilon_{ij}(H_1^i H_2^j + \text{h.c.}) \\ &+ \frac{g^2 + g'^2}{8}(|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{1}{2}g^2|H_1^* H_2|^2 \end{aligned} \tag{2.27}$$

Si on développe ce potentiel en termes des composantes de H_1 et H_2 en posant

$$\overline{m}_1^2 = |\mu|^2 + m_{H_1}^2, \quad \overline{m}_2^2 = |\mu|^2 + m_{H_2}^2, \quad \overline{m}_3^2 = B\mu \tag{2.28}$$

on obtient alors le potentiel:

$$\begin{aligned} V_H &= \overline{m}_1^2(|H_0^1|^2 + |H_1^+|^2) + \overline{m}_2^2(|H_2^0|^2 + |H_2^-|^2) - \overline{m}_3^2(H_1^+ H_2^- - H_1^0 H_2^0 + \text{h.c.}) \\ &+ \frac{g^2 + g'^2}{8}(|H_1^0|^2 + |H_1^+|^2 - |H_2^0|^2 - |H_2^-|^2)^2 + \frac{g^2}{2}|H_1^{+*} H_1^0 + H_2^{0*} H_2^-|^2 \end{aligned}$$

Maintenant si on exige que le minimum de V_H brise $G_{\text{SM}} \to U(1)_{\text{EM}}$, à V_H^{min} on choisit $\langle H_1^+ \rangle = 0$ [SU(2)] et à $\partial V/\partial H_1^+ = 0$ on a $\langle H_2^- \rangle = 0$. On obtient alors le potentiel scalaire (on peut ignorer les champs H_1^+, H_2^- pour simplifier):

$$V_H = \overline{m}_1^2|H_0^1|^2 + \overline{m}_2^2|H_2^0|^2 + \overline{m}_3^2(H_1^0 H_2^0 + \text{h.c.}) + \frac{g^2 + g'^2}{8}(|H_1^0|^2 - |H_2^0|^2)^2$$

On peut faire ici quelques remarques concernant ce potentiel scalaire.

- Les couplages quartiques sont fixés en termes des couplages de jauge. Donc, contrairement au cas d'un modèle à 2 doublets de Higgs non SUSY où V_H a 6 paramètres libres (et une phase), ici on n'en a que trois qui sont: $\overline{m}_1^2, \overline{m}_2^2, \overline{m}_3^2$.
- $m_{1,2}^2$ et $|\mu|^2$ sont réels et seul $B\mu$ peut être complexe. Mais toute phase dans $B\mu$ peut être absorbée dans les phases des champs H_1 et H_2. le potentiel V_H conserve donc la symétrie CP dans le MSSM.
- Si $B\mu$ est nul, tous les autres termes sont positifs et donc $V_H = 0$ si et seulement si $\langle H_1^0 \rangle = \langle H_2^0 \rangle = 0$. Donc, pour avoir une brisure de la Supersymétrie (tout en évitant les minima brisant la charge ou la couleur [51]), il faut avoir $\overline{m}_{1,2,3} \neq 0$.
- Dans la direction $|H_1^0| = |H_2^0|$ nous n'avons pas de termes quartiques. V_H est borné inférieurement pour des valeurs des champs H_i très grandes si et seulement si $\overline{m}_1^2 + \overline{m}_2^2 > 2|\overline{m}_3^2|$, ce qui implique que $\overline{m}_1^2 = \overline{m}_1^2 \neq 0$.
- Pour avoir une brisure spontanée de la symétrie et donc une masse au carré négative, il faut s'assurer que $V_H(0)$ est un point selle et donc, $\text{Det}(\partial^2 V_H/\partial H_i^0 \partial H_j^0) < 0$, ce qui implique la relation $\overline{m}_1^2\overline{m}_2^2 < \overline{m}_3^4$.

– Les deux conditions sur $\bar{m}_i$ ci dessus ne sont pas satisfaites si $\overline{m}_1^2 = \overline{m}_2^2$ et donc on doit avoir $m_1^2 \neq m_2^2$. Ce signifie qu'il y a donc bien une connection entre la brisure de la symétrie de jauge et la brisure de la Supersymétrie.

On est donc maintenant armé pour minimiser le potentiel de Higgs en résolvant le système $\partial\mathcal{V}_{\text{Higgs}}/\partial H_1^0 = \partial\mathcal{V}_{\text{Higgs}}/\partial H_2^0 = 0$. Les vevs, $v_1 \equiv \langle H_1^0 \rangle$ et $v_2 \equiv \langle H_2^0 \rangle$, au minimum du potentiel, vérifient alors la relation :

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = 2\,M_Z^2/(g_1^2 + g_2^2) \approx (174\,\text{GeV})^2, \tag{2.29}$$

laissant ainsi comme paramètre libre, uniquement le rapport des deux valeurs moyennes non nulles dans le vide

$$\text{tg}\beta \equiv v_2/v_1 \tag{2.30}$$

Les conditions de minimisation sont données par:

$$\begin{aligned} |\mu|^2 + m_{H_1}^2 &= -B\mu\text{tg}\beta - \tfrac{1}{2}\,M_Z^2\cos 2\beta, \\ |\mu|^2 + m_{H_2}^2 &= -B\mu\cot\beta + \tfrac{1}{2}\,M_Z^2\cos 2\beta. \end{aligned} \tag{2.31}$$

Chapitre 3

Le spectre dans le MSSM

Une fois brisée spontanément la symétrie $\mathrm{SU(2)_L} \otimes \mathrm{U(1)_Y}$, les champs de même nombres quantiques $\mathrm{SU(3)_C} \otimes \mathrm{U(1)_{EM}}$ (et, bien évidemment, R-parité et spin), peuvent se mélanger entre eux. Dans le Modèle Standard, nous connaissons déjà un tel effet: B^0 et W^3 se mélangent pour donner les bosons γ et Z^0 (les masses des fermions peuvent également être vues comme des termes de mélange). Dans le MSSM, ces mélanges affectent également les squarks, les sleptons, les bosons de Higgs, tout comme les jauginos et les higgsinos. L'unique exception est le gluino, qui est le seul fermion, octet de couleur du modèle.

Les masses et les angles de mélange des particules supersymétriques sont d'un intérêt primordial, tant du point de vue théorique qu'expérimental : i) ils déterminent les propriétés des particules recherchées dans les grands accélérateurs et ii) ils sont directement liés à la question de la brisure de la supersymétrie.

3.1 Les sfermions

3.1.1 Les matrices de masse

En ce qui concerne les squarks, et dans le cas le plus général, les états propres de masse sont obtenus à partir de la diagonalisation de deux matrices 6×6 (une pour les squarks de type up, l'autre pour ceux de type down). Cependant, un trop fort mélange entre les squarks de différentes générations pourrait être la cause de problèmes importants, surtout dans le calcul des contributions à une boucle des courants neutres changeant la saveur (FCNC) [34].

Donc, si on ignore pour le moment les mélanges "intergénérationels", les matrices 6×6 se décomposent en une série de matrices 2×2, chacune d'entre elles, décrivant les squarks d'une saveur spécifique. Ce sera également le cas dans le secteur sleptonique. Les matrices de masse s'écrivent alors pour un sfermion donné $\tilde{f}$:

$$\mathcal{M}^2_{\tilde{f}} = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{f}_L} & a_f m_f \\ a_f m_f & m^2_{\tilde{f}_R} \end{pmatrix} = (\mathcal{R}^{\tilde{f}})^\dagger \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{f}_1} & 0 \\ 0 & m^2_{\tilde{f}_2} \end{pmatrix} \mathcal{R}^{\tilde{f}} \tag{3.1}$$

avec

$$
\begin{aligned}
m^2_{\tilde{f}_L} &= M^2_{\tilde{F}_L} + M_Z^2 \cos 2\beta \, (I^f_{3L} - e_f \sin^2\theta_W) + m_f^2, \\
m^2_{\tilde{f}_R} &= M^2_{\tilde{F}_R} + e_f \, M_Z^2 \cos 2\beta \, \sin^2\theta_W + m_f^2, \\
a_f &= A_f - \mu \, \{\cot\beta, \mathrm{tg}\beta\}
\end{aligned}
\tag{3.2}
$$

pour des sfermions de type {up, down} respectivement. e_f et I_f^3 sont la charge et la troisième composante d'isospin du sfermion $\tilde{f}$ et m_f la masse de son partenaire standard. $M_{\tilde{F}_L}$, $M_{\tilde{F}_R}$ sont les termes de brisure douce des masses SUSY et A_f leur couplage tri-linéaire, comme dans l'eq.(2.18). Les indices de famille ont été négligés.

Les éléments non-diagonaux de $\mathcal{M}^2_{\tilde{f}}$ sont proportionnels à la masse de leur partenaire standard : c'est pour cela que dans le cas des deux premières générations, $\tilde{f}_R$ et $\tilde{f}_L$ sont des bonnes approximations d'états propres de masses. En fait, les résultats expérimentaux concernant les mélanges dans les systèmes $K^0 - \overline{K^0}$ et $D^0 - \overline{D^0}$ suggèrent que les masses des squarks up, down, strange et charm sont hautement dégénérées et leur mélange peut être négligé [34]. On peut dès lors poser :

$$
m_{\tilde{u}_L} = m_{\tilde{u}_R} = m_{\tilde{d}_L} = m_{\tilde{d}_R} = m_{\tilde{c}_L} = m_{\tilde{c}_R} = m_{\tilde{s}_L} = m_{\tilde{s}_R} = m_{\tilde{q}}. \tag{3.3}
$$

$$
m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R} = m_{\tilde{\mu}_L} = m_{\tilde{\mu}_R} = m_{\tilde{l}} \tag{3.4}
$$

Cependant, ceci n'est évidemment pas valable pour les sfermions de la troisième génération. Le mélange risque d'être très important pour les stops, à cause de la grande masse du quark top. De même, pour des valeurs importantes de tgβ, on peut se retrouver avec des sbottoms ou des staus légers puisque $a_f \sim \mu \mathrm{tg}\beta$.

Regardons maintenant du côté des sneutrinos. Dans le cas de neutrinos non massifs, il existe un seul état propre de masse $\tilde{\nu}_L$ de masse

$$
m_{\tilde{\nu}_L} = M^2_{\tilde{L}} + \tfrac{1}{2} \, M_Z^2 \cos 2\beta \tag{3.5}
$$

pour chaque génération. Si, cependant, ceux-ci se révélaient massifs (comme le laisse supposer l'expérience Superkamiokande [26]), il existerait également un neutrino droit et donc un $\tilde{\nu}_R$. Nous supposons que les masses de neutrinos sont engendrées par le mécanisme de see-saw:

$$
(\bar{\nu}_L^c, \, \bar{N}) \begin{pmatrix} m_M & m_D \\ m_D & M_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ N \end{pmatrix} \tag{3.6}
$$

où N est un champs de singulet lourd [25], m_M est la masse du Majorana $\bar{\nu}_L^c \nu_L$ et m_D la masse du fermion de Dirac $\nu_L N$. M_M, la masse du Majorana N est très élevée, en fait elle peut être aussi élevée que l'échelle GUT. On peut donc supposer que $\tilde{\nu}_R$ est également très lourd, et ne contribue donc pas du tout à la phénoménologie à basse énergie.

3.1.2 Les masses, les angles de mélange

En regardant de plus près l'équation (3.1), $\mathcal{M}^2_{\tilde{f}}$ se diagonalise par l'intermédiaire d'une matrice unitaire $\mathcal{R}^{\tilde{f}}$. Nous allons par la suite supposer que tout effet de violation de CP n'est

contenu que dans la matrice CKM. Et donc $\mathcal{R}^{\tilde{f}}$ est une matrice réelle. Les états propres de courant $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ sont donc reliés aux états propres de masse $\tilde{f}_1$ et $\tilde{f}_2$ à travers la relation

$$\begin{pmatrix} \tilde{f}_1 \\ \tilde{f}_2 \end{pmatrix} = \mathcal{R}^{\tilde{f}} \begin{pmatrix} \tilde{f}_L \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix}, \qquad \mathcal{R}^{\tilde{f}} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{\tilde{f}} & \sin\theta_{\tilde{f}} \\ -\sin\theta_{\tilde{f}} & \cos\theta_{\tilde{f}} \end{pmatrix}, \tag{3.7}$$

où $\theta_{\tilde{f}}$ représente l'angle de mélange du squark $\tilde{f}$. Les valeurs propres de masses sont alors données par

$$m^2_{\tilde{f}_{1,2}} = \frac{1}{2}\left(m^2_{\tilde{f}_L} + m^2_{\tilde{f}_R} \mp \sqrt{(m^2_{\tilde{f}_L} - m^2_{\tilde{f}_R})^2 + 4\, a_f^2 m_f^2}\right). \tag{3.8}$$

Nous prendrons dans la suite par convention, $\tilde{f}_1$ comme étant le sfermion le plus léger des deux états propres de masses. Il est intéressant de noter que $m_{\tilde{f}_1} \leq m_{\tilde{f}_{L,R}} \leq m_{\tilde{f}_2}$. Pour l'angle de mélange $\theta_{\tilde{f}}$, on imposera $0 \leq \theta_{\tilde{f}} < \pi$, et nous avons :

$$\cos\theta_{\tilde{f}} = \frac{-a_f m_f}{\sqrt{(m^2_{\tilde{f}_L} - m^2_{\tilde{f}_1})^2 + a_f^2 m_f^2}}, \qquad \sin\theta_{\tilde{f}} = \frac{m^2_{\tilde{f}_L} - m^2_{\tilde{f}_1}}{\sqrt{(m^2_{\tilde{f}_L} - m^2_{\tilde{f}_1})^2 + a_f^2 m_f^2}}. \tag{3.9}$$

On peut donc voir que $|\cos\theta_{\tilde{f}}| > \frac{1}{\sqrt{2}}$ si $m_{\tilde{f}_L} < m_{\tilde{f}_R}$ et $|\cos\theta_{\tilde{f}}| < \frac{1}{\sqrt{2}}$ si $m_{\tilde{f}_R} < m_{\tilde{f}_L}$.

Si on inverse maintenant les relations (3.1) – (3.8), on peut exprimer les termes de brisure douce en fonction des valeurs propres de masse, et des angles de mélange. On obtient pour le système stop-sbottom, par exemple :

$$\begin{aligned} M^2_{\tilde{Q}} &= m^2_{\tilde{t}_1}\cos^2\theta_{\tilde{t}} + m^2_{\tilde{t}_2}\sin^2\theta_{\tilde{t}} - M_Z^2\cos 2\beta\,(\tfrac{1}{2} - \tfrac{2}{3}\sin^2\theta_W) - m_t^2 \\ M^2_{\tilde{U}} &= m^2_{\tilde{t}_1}\sin^2\theta_{\tilde{t}} + m^2_{\tilde{t}_2}\cos^2\theta_{\tilde{t}} - \tfrac{2}{3}\,M_Z^2\cos 2\beta\sin^2\theta_W - m_t^2 \end{aligned} \tag{3.10}$$

pour le secteur du stop, et

$$\begin{aligned} M^2_{\tilde{Q}} &= m^2_{\tilde{b}_1}\cos^2\theta_{\tilde{b}} + m^2_{\tilde{b}_2}\sin^2\theta_{\tilde{b}} + M_Z^2\cos 2\beta\,(\tfrac{1}{2} - \tfrac{1}{3}\sin^2\theta_W) - m_b^2 \\ M^2_{\tilde{D}} &= m^2_{\tilde{b}_1}\sin^2\theta_{\tilde{b}} + m^2_{\tilde{b}_2}\cos^2\theta_{\tilde{b}} + \tfrac{1}{3}\,M_Z^2\cos 2\beta\sin^2\theta_W - m_b^2 \end{aligned} \tag{3.11}$$

dans le secteur du sbottom. Finalement, l'élément non-diagonal de la matrice de masse de sfermion s'écrit de manière générale

$$a_f m_f = \tfrac{1}{2}\,(m^2_{\tilde{f}_1} - m^2_{\tilde{f}_2})\sin 2\theta_{\tilde{f}} \tag{3.12}$$

On remarquera que le paramètre $M_{\tilde{Q}}$ rentre en jeu à la fois dans la matrice de masse des stops, et dans celle des sbottoms. On peut également tirer des relations (3.10) et (3.11) les règles de somme suivantes (valables à l'ordre de l'arbre, pour les squarks comme pour les sleptons) :

$$M_W^2\cos 2\beta = m^2_{\tilde{t}_1}\cos^2\theta_{\tilde{t}} + m^2_{\tilde{t}_2}\sin^2\theta_{\tilde{t}} - m^2_{\tilde{b}_1}\cos^2\theta_{\tilde{b}} - m^2_{\tilde{b}_2}\sin^2\theta_{\tilde{b}} - m_t^2 + m_b^2. \tag{3.13}$$

Ceci met en évidence que, si l'on connaît tgβ et cinq des six quantités $m_{\tilde{t}_1}$, $m_{\tilde{t}_2}$, $m_{\tilde{b}_1}$, $m_{\tilde{b}_2}$, $\theta_{\tilde{t}}$, $\theta_{\tilde{b}}$, la sixième peut être prédite.

Dans la section 2.3, nous avons appris que les termes de brisure douce SUSY (et de ce fait, $m_{\tilde{f}_L}$ et $m_{\tilde{f}_R}$) de la troisième génération diffèrent assez de ceux des deux premières. Le mélange "left-right" implique une différence de masse supplémentaire, qui permet au $\tilde{f}_1$ d'être plus léger et $\tilde{f}_2$ d'être plus lourd que $\tilde{f}_{L,R}$. Remarquez que, dans les deux cas, ce sont les grandes valeurs de Yukawa qui sont responsables de cette différence de masse. Les angles de mélange et les couplages de Yukawa entrent aussi en jeu dans les couplages des stops, des sbottoms et des staus aux autres particules. De plus, les stops (et pour de grandes valeurs de tgβ, les sbottoms et les staus) contribuent en grande partie aux corrections du secteur du Higgs (voir plus loin). Il existe déjà certaines contraintes sur la différence de masse dans les secteurs du stop et du sbottom, à partir de la désintégration radiative du quark bottom, BR($b \to s\gamma$), et des corrections radiatives aux observables électrofaibles. Cependant, celles-ci sont beaucoup moins contraignantes que celles, mentionnées ci-avant, concernant les mélanges $K^0 - \overline{K^0}$ et $D^0 - \overline{D^0}$.

Toutes ces remarques rassemblées permettent de conclure que la phénoménologie des stops, des sbottoms et des staus peut se révéler bien différente de celle des autres sfermions dans une large plage de paramètres.

3.1.3 Corrections radiatives à la masse des fermions

La masse des fermions étant un paramètre d'entrée important lors de la diagonalisation de la matrice de masse des sfermions, il nous semblait important d'y inclure les corrections radiatives au premier ordre, en particulier les contributions de type "interaction forte". Les masses des fermions que nous devons utiliser lors de la diagonalisation des matrices de masse des sfermions sont les masses $\hat{m}_f(Q^2)$, évaluées dans le schéma $\overline{\mathrm{DR}}$ à l'échelle Q et qui sont données par [22]:

$$m_f = \hat{m}_f(Q^2)\left(1 + \frac{\Delta m_f}{m_f}\right) \tag{3.14}$$

En ce qui concerne les quarks top, il suffit d'inclure les corrections de QCD à une boucle, venant de l'échange de gluons standard (premier terme), et de l'échange gluino-stop (second terme):

$$\begin{aligned} \frac{\Delta m_t}{m_t} &= \frac{\alpha_s}{3\pi}\left[3\log\left(\frac{Q^2}{m_t^2}\right) + 5\right] \qquad (3.15) \\ &\quad -\frac{\alpha_s}{3\pi}\left[B_1(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}) + B_1(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_2}) - \sin(2\theta_t)\frac{m_{\tilde{g}}}{m_t}\left(B_0(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}) - B_0(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1})\right)\right] \end{aligned}$$

où les fonctions de Passarino-Veltman $B_{0,1}(m_1, m_2) \equiv B_{0,1}(0, m_1^2, m_2^2)$ s'écrivent en termes de $M = \max(\mathrm{m_1}, \mathrm{m_2})$, $m = \min(\mathrm{m_1}, \mathrm{m_2})$ et $x = m_2^2/m_1^2$ [23] :

$$B_0(m_1, m_2) = -\log\left(\frac{M^2}{Q^2}\right) + 1 + \frac{m^2}{m^2 - M^2}\log\left(\frac{M^2}{m^2}\right)$$

$$B_1(m_1, m_2) = \frac{1}{2}\left[-\log\left(\frac{M^2}{Q^2}\right) + \frac{1}{2} + \frac{1}{1-x} + \frac{\log x}{(1-x)^2} - \theta(1-x)\log x\right] \tag{3.16}$$

Dans le cas du quark bottom, la correction la plus importante est celle provenant de QCD standard et du running de m_b jusqu'à l'échelle Q. La masse du quark b dans le schéma $\overline{\mathrm{DR}}$ est donnée par [24]:

$$\hat{m}_b(Q^2) = \hat{m}_b(m_b^2)c[\alpha_s(Q^2)/\pi]/c[\alpha_s(m_b^2)/\pi] \tag{3.17}$$

avec

$$\hat{m}_b(m_b^2) = m_b\left[1 + \frac{5}{3}\frac{\alpha_s(m_b^2)}{\pi} + 12.4\frac{\alpha_s(m_b^2)}{\pi^2}\right] \tag{3.18}$$

$$\begin{aligned} c(x) &= (23x/6)^{12/23}[1 + 1.175x + 1.5x^2] \qquad Q^2 < m_t^2 \\ c(x) &= (7x/2)^{4/7}[1 + 1.398x + 1.8x^2] \qquad Q^2 > m_t^2 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Après ces corrections standards, il est nécessaire d'y inclure les corrections de type sbottom-gluino et stop-chargino, qui sont en fait les plus importante, en particulier pour des grandes valeurs de μ et de tgβ.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta m_b}{m_b} &= -\frac{\alpha_s}{3\pi}\left[B_1(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{b}_1}) + B_1(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{b}_2}) - s_{2\theta_b}\frac{m_{\tilde{g}}}{m_b}\left(B_0(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{b}_1}) - B_0(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{b}_2})\right)\right] \\ &\quad -\frac{\alpha}{8\pi s_W^2}\frac{m_t\mu}{M_W^2\sin 2\beta}s_{2\theta_t}[B_0(\mu, m_{\tilde{t}_1}) - B_0(\mu, m_{\tilde{t}_2})] \\ &\quad -\frac{\alpha}{4\pi s_W^2}\left[\frac{M_2\mu\mathrm{tg}\beta}{\mu^2 - M_2^2}\left(c_{\theta_t}^2 B_0(M_2, m_{\tilde{t}_1}) + s_{\theta_t}^2 B_0(M_2, m_{\tilde{t}_2})\right) + (\mu \leftrightarrow M_2)\right] \end{aligned} \tag{3.20}$$

Pour la masse du lepton τ, les seules corrections qu'il est important d'inclure sont celles ressortant des boucles chargino-sneutrino, et qui s'écrivent simplement :

$$\frac{\Delta m_\tau}{m_\tau} = -\frac{\alpha}{4\pi s_W^2}\frac{M_2\mu\mathrm{tg}\beta}{\mu^2 - M_2^2}[B_0(M_2, m_{\tilde{\nu}_\tau}) - B_0(\mu, m_{\tilde{\nu}_\tau})] \tag{3.21}$$

3.2 Les jauginos

3.2.1 Les Charginos

Les partenaires supersymétriques des $W^\pm$ et $H^\pm$ se mélangent entre eux pour donner des états propres de masse que l'on appelle charginos, $\tilde{\chi}_i^+$ $(i = 1, 2)$, fermions de Dirac à quatre composants. Afin de déterminer les propriétés de ces particules, nous commencerons par nous placer dans la base

$$\psi^+ = \left(-i\lambda^+, \psi_{H_2}^1\right), \qquad \psi^- = \left(-i\lambda^-, \psi_{H_1}^2\right), \tag{3.22}$$

où $\lambda^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\lambda^1 \mp i\lambda^2)$, $\psi_{H_2}^1$, et $\psi_{H_1}^2$ sont les champs de spineurs à deux composants de $\tilde{W}^\pm$, $\tilde{H}^+$, et $\tilde{H}^-$, respectivement. Les termes de masse du Lagrangien, dans le système jaugino-higgsino s'écrivent alors

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}\left(\psi^+, \psi^-\right)\begin{pmatrix} 0 & X^{\mathrm{T}} \\ X & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + \mathrm{h.c.} \tag{3.23}$$

avec

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}\, M_W \sin\beta \\ \sqrt{2}\, M_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix}. \tag{3.24}$$

La matrice de masse X de l'eq. (3.24) se diagonalise via deux matrices 2×2 unitaires U et V :

$$U^* X\, V^{-1} = \mathcal{M}_C \tag{3.25}$$

où $\mathcal{M}_C$ est une matrice diagonale. En appliquant alors les rotations

$$\chi_i^+ = V_{ij}\, \psi_j^+, \qquad \chi_i^- = U_{ij}\, \psi_j^-, \qquad i,j = 1,2 \tag{3.26}$$

les états propres de masse, en notation de Dirac, deviennent

$$\tilde{\chi}_1^+ = \begin{pmatrix} \chi_1^+ \\ \bar{\chi}_1^- \end{pmatrix}, \qquad \tilde{\chi}_2^+ = \begin{pmatrix} \chi_2^+ \\ \bar{\chi}_2^- \end{pmatrix}. \tag{3.27}$$

Par définition, nous prendrons $\tilde{\chi}_1^+$ comme chargino le plus léger. De plus, en supposant la conservation CP, nous prendrons une convention de phase où U et V sont réels. Les valeurs propres de masse s'écrivent alors :

$$\mathcal{M}_C = U\, X\, V^{-1} = \begin{pmatrix} \eta_1\, m_{\tilde{\chi}_1^+} & 0 \\ 0 & \eta_2\, m_{\tilde{\chi}_2^+} \end{pmatrix} \tag{3.28}$$

avec $\eta_i = \pm 1$ signe de la valeur propre, et $m_{\tilde{\chi}_i^+} = |(\mathcal{M}_C)_{ii}|$ la masse du chargino, selon Eq. (3.24) nous avons ($i = 1,2$)

$$(\mathcal{M}_C)_{ii} = \tfrac{1}{2} \left[\sqrt{(M_2 - \mu)^2 + 2\, M_W^2\, (1 + \sin 2\beta)} \mp \sqrt{(M_2 + \mu)^2 + 2\, M_W^2\, (1 - \sin 2\beta)} \right]. \tag{3.29}$$

La valeur propre de la masse la plus élevée est toujours positive, soit $\eta_2 = 1$. La seconde valeur propre est positive si $M_2 \cdot \mu - M_W^2 \sin 2\beta < 0$ et négative sinon. Les éléments U_{ij} et V_{ij} des matrices diagonalisantes peuvent également s'exprimer en fonction des paramètres supersymétriques M_2, μ et tgβ :

$$\begin{aligned} U_{12} = U_{21} &= \frac{\theta_1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{M_2^2 - \mu^2 - 2\, M_W \cos 2\beta}{W}} \\ U_{22} = -U_{11} &= \frac{\theta_2}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{M_2^2 - \mu^2 - 2\, M_W \cos 2\beta}{W}} \\ V_{21} = -V_{12} &= \frac{\theta_3}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{M_2^2 - \mu^2 + 2\, M_W \cos 2\beta}{W}} \\ V_{22} = V_{11} &= \frac{\theta_4}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{M_2^2 - \mu^2 + 2\, M_W \cos 2\beta}{W}} \end{aligned} \tag{3.30}$$

avec

$$W = \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2\, M_W^2)^2 - 4\, (M_2 \cdot \mu - M_W^2 \sin 2\beta)^2} \tag{3.31}$$

et le facteur de signe θ_i, $i = 1 \ldots 4$,

$$\{\theta_1,\, \theta_2, \theta_3, \theta_4\} = \begin{cases} \{1,\, \varepsilon_B,\, \varepsilon_A,\, 1\} & \ldots\ \ \mathrm{tg}\beta > 1 \\ \{\varepsilon_B,\, 1,\, 1,\, \varepsilon_A\} & \ldots\ \ \mathrm{tg}\beta < 1 \end{cases} \tag{3.32}$$

où

$$\varepsilon_A = \mathrm{sign}(M_2 \sin\beta + \mu\, \cos\beta), \qquad \varepsilon_B = \mathrm{sign}(M_2 \cos\beta + \mu\, \sin\beta). \tag{3.33}$$

Dans tout ce qui sera fait par la suite, nous suivront la convention (3.25). Toutefois, on peut toujours choisir U et V de telle sorte que $\mathcal{M}_C$ ne possède que des éléments positifs. Ceci peut être fait, par exemple, en résolvant le problème à valeur propre pour $X^{\mathrm{T}}X$:

$$\mathcal{M}_C^2 = \mathrm{diag}(m^2_{\tilde{\chi}_1^+},\, m^2_{\tilde{\chi}_2^+}) = V\, X^{\mathrm{T}} X\, V^{-1} \tag{3.34}$$

avec

$$V = \begin{pmatrix} \cos\phi_1 & \sin\phi_1 \\ -\sin\phi_1 & \cos\phi_1 \end{pmatrix} \tag{3.35}$$

la matrice U étant donnée par

$$U = \tfrac{1}{\mathcal{M}_C}\, V\, X^{\mathrm{T}} = \begin{pmatrix} \cos\phi_2 & \sin\phi_2 \\ -\sin\phi_2 & \cos\phi_2 \end{pmatrix}. \tag{3.36}$$

Les valeurs propres de masse sont alors

$$m^2_{\tilde{\chi}_i^+} \;=\; \tfrac{1}{2}\Big[\, M_2^2 + \mu^2 + 2\, M_W^2 \tag{3.37}$$

$$\mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4\, M_W^2 \cos^2 2\beta + 4\, M_W^2\, (M_2^2 + \mu^2 + 2\, M_2{\cdot}\mu \sin 2\beta)}\, \Big]. \tag{3.38}$$

Cette approche peut devenir intéressante lorsque l'on doit traiter des problèmes numériquement (l'expression analytique pour U et V devenant assez compliquée) et est particulièrement utile dans le cas des paramètres complexes. Cependant, il faut s'assurer que les phases ϕ_1 et ϕ_2 sont dans le bon secteur du cercle unité.

3.2.2 Les Neutralinos

Les jauginos et higgsinos neutres se mélangent eux aussi. Les vecteurs propres de masse sont les neutralinos $\tilde{\chi}_i^0$, $i = 1 \ldots 4$. Dans le cas le plus général, à la fois les états propres de courant et les états propres de masse sont des fermions de Majorana; cependant, si deux neutralinos sont dégénérés en masse, ils peuvent se combiner pour former un spineur de Dirac. Nous nous placerons dans la base

$$\psi^0 = \left(-i\lambda_\gamma,\, -i\lambda_Z,\, \psi_H^a,\, \psi_H^b\right)^{\mathrm{T}}, \tag{3.39}$$

avec

$$\psi_H^a = \psi_{H_1}^1 \sin\beta - \psi_{H_2}^2 \cos\beta, \qquad \psi_H^b = \psi_{H_1}^1 \cos\beta - \psi_{H_2}^2 \sin\beta, \tag{3.40}$$

et λ_γ, λ_Z, $\psi^1_{H_1}$, $\psi^2_{H_2}$ les spineurs à deux composants du photino $\tilde{\gamma}$, Z-ino $\tilde{Z}^0$, et des higgsinos neutres $\tilde{H}^0_1$, $\tilde{H}^0_2$, respectivement. Les termes de masse du système neutre jaugino–higgsino peuvent alors s'écrire :

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}\,(\psi^0)^{\mathrm{T}}\,Y\,\psi^0 + \text{h.c.} \tag{3.41}$$

avec

$$Y = \begin{pmatrix} M_1\,c_W^2 + M_2\,s_W^2 & (M_2 - M_1)\,s_W c_W & 0 & 0 \\ (M_2 - M_1)\,s_W c_W & M_1\,s_W^2 + M_2\,c_W^2 & M_Z & 0 \\ 0 & M_Z & \mu\,s_{2\beta} & -\mu\,c_{2\beta} \\ 0 & 0 & -\mu\,c_{2\beta} & -\mu\,s_{2\beta} \end{pmatrix} \tag{3.42}$$

où nous avons utilisé les abréviations $s_W = \sin\theta_W$, $c_W = \cos\theta_W$, $s_{2\beta} = \sin 2\beta$, $c_{2\beta} = \cos 2\beta$. M_2 et M_1 sont les masses des jauginos SU(2) et U(1). La matrice de masse Y sera diagonalisée via une matrice unitaire 4×4,

$$N^*\,Y\,N^{-1} = \mathcal{M}_N \tag{3.43}$$

où $\mathcal{M}_N$ est la matrice de masse diagonale. Les états propres de masse en notation à deux composants seront alors

$$\chi^0_i = N_{ij}\,\psi^0_j, \qquad i, j = 1 \ldots 4, \tag{3.44}$$

et, en notation "4-composantes"

$$\tilde{\chi}^0_i = \begin{pmatrix} \chi^0_i \\ \bar{\chi}^0_i \end{pmatrix}, \qquad i = 1 \ldots 4. \tag{3.45}$$

Tout comme dans le secteur chargé, nous pouvons choisir N de telle sorte que $\mathcal{M}_N$ ne possède pas de composante négative, en résolvant l'équation aux valeurs propres

$$\mathcal{M}^2_N = \text{diag}(m^2_{\tilde{\chi}^0_1}, \ldots, m^2_{\tilde{\chi}^0_4}) = N\,Y^\dagger Y\,N^{-1}. \tag{3.46}$$

Cependant, si nous supposons CP conservée, il est préférable de permettre à certaines masses de prendre des valeurs négatives. On peut alors choisir une convention de phase dans laquelle N est réelle et orthogonale :

$$\mathcal{M}_N = N\,Y\,N^{-1} = \text{diag}(\varepsilon_1 m_{\tilde{\chi}^0_1}, \varepsilon_2 m_{\tilde{\chi}^0_2}, \varepsilon_3 m_{\tilde{\chi}^0_3}, \varepsilon_4 m_{\tilde{\chi}^0_4}) \tag{3.47}$$

avec $\varepsilon_i = \pm 1$ signe de la valeur propre et $m_{\tilde{\chi}^0_i} = |(\mathcal{M}_N)_{ii}|$ la masse du neutralino $\tilde{\chi}^0_i$ ($0 \le m_{\tilde{\chi}^0_1} \le m_{\tilde{\chi}^0_2} \le m_{\tilde{\chi}^0_3} \le m_{\tilde{\chi}^0_4}$ par convention).

Dans le cas où $M_2 \ll |\mu|$, les deux neutralinos les plus légers sont dominés par leurs composantes jaugino. En particulier, $\tilde{\chi}^0_1 \sim \tilde{B}$ et $\tilde{\chi}^0_1 \sim \tilde{W}^3$. De la même façon, $\tilde{\chi}^\pm_1$ est en grande part $\tilde{W}$–ino. Pour les masses, on trouve, en gros $2m_{\tilde{\chi}^0_1} \sim m_{\tilde{\chi}^0_2} \sim m_{\tilde{\chi}^+_1} \sim M_2$. Dans l'autre cas ($|\mu| \ll M_2$), $\tilde{\chi}^0_{1,2}$ et $\tilde{\chi}^\pm_1$ sont principalement higgsinos avec des masses proches de $|\mu|$. Finalement, pour $M_2 \sim |\mu|$ les états jaugino et higgsino sont très fortement mélangés.

3.2.3 Corrections radiatives aux masses des jauginos

En ce qui concerne le secteur des jauginos, $|\mu| \gg M_1, M_2, M_Z$, on ne tiendra compte des corrections que pour les termes, M_1, M_2 dans la matrice de masse des charginos neutralinos [ce qui signifie que les termes $\mathcal{O}(\alpha/4\pi \times M_Z^2/\mu^2)$ sont négligés]; nous supposerons que les fermions sont tous non massifs, et que les squarks et les sleptons sont dégénérés, de masses $m_{\tilde{q}}$ et $m_{\tilde{l}}$, respectivement. Pour la masse du gluino $m_{\tilde{g}} = M_3 + \Delta M_3/M_3$, utile pour la comparer à la masse de la LSP, nous incluront seulement les corrections QCD dominantes.

Dans cette limite, on obtient alors pour $\Delta M_{1,2,3}/M_{1,2,3}$ [22]:

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta M_1}{M_1} &= -\frac{\alpha}{4\pi c_W^2}\Big\{11B_1(M_1^2, 0, m_{\tilde{q}}) + 9B_1(M_1^2, 0, m_{\tilde{l}}) - \frac{\mu}{M_1}s_{2\beta} \\
&\quad \times\Big[B_0(M_1^2, \mu, M_A) - B_0(M_1^2, \mu, M_Z)\Big] + B_1(M_1^2, \mu, M_A) + B_1(M_1^2, \mu, M_Z)\Big\} \\
\frac{\Delta M_2}{M_2} &= -\frac{\alpha}{4\pi s_W^2}\Big\{9B_1(M_2^2, 0, m_{\tilde{q}}) + 3B_1(M_1^2, 0, m_{\tilde{l}}) - \frac{\mu}{M_2}s_{2\beta} \\
&\quad \times\Big[B_0(M_2^2, \mu, M_A) - B_0(M_2^2, \mu, M_Z)\Big] + B_1(M_2^2, \mu, M_A) + B_1(M_2^2, \mu, M_Z) \\
&\quad -8B_0(M_2^2, M_2, M_W) + 4B_1(M_2^2, M_2, M_W)\Big\} \\
\frac{\Delta M_3}{M_3} &= \frac{3\alpha_s}{2\pi}\Big\{2B_0(M_3^2, M_3, 0) - B_1(M_3^2, M_3, 0) - 2B_1(M_3^2, 0, m_{\tilde{q}})\Big\}
\end{aligned} \tag{3.48}$$

avec les parties finies des fonctions à deux points Passarino–Veltman B_1 et B_0 données par [23]:

$$\begin{aligned}
B_0(q^2, m_1, m_2) &= -\mathrm{Log}\left(\frac{q^2}{Q^2}\right) - 2 \\
&\quad -\mathrm{Log}(1-x_+) - x_+\mathrm{Log}(1-x_+^{-1}) - \mathrm{Log}(1-x_-) - x_-\mathrm{Log}(1-x_-^{-1}) \\
B_1(q^2, m_1, m_2) &= \frac{1}{2q^2}\Big[m_2^2\left(1 - \log\frac{m_2^2}{Q^2}\right) - m_1^2\left(1 - \mathrm{Log}\frac{m_1^2}{Q^2}\right) \\
&\quad +(q^2 - m_2^2 + m_1^2)B_0(q^2, m_1, m_2)\Big]
\end{aligned} \tag{3.49}$$

avec Q^2 échelle de renormalisation, et

$$x_\pm = \frac{1}{2q^2}\left(q^2 - m_2^2 + m_1^2 \pm \sqrt{(q^2 - m_2^2 + m_1^2)^2 - 4q^2(m_1^2 - i\epsilon)}\right) \tag{3.50}$$

Pour des χ_1^0, χ_2^0 et χ_1^+ de type higgsino, $|\mu| \ll M_{1,2}$, nous suivrons l'approche de Ref. [?] et corrigerons uniquement les entrées higgsinos dans la matrice de masse des neutralinos, et incluront les corrections dominantes des Yukawa aux masses du chargino et du neutralino léger, dues aux boucles stop/top et sbottom/bottom :

$$\begin{aligned}
m_{\chi_1^\pm} &\simeq |\mu + \delta_C|\left[1 - \frac{M_W^2 s_{2\beta}}{M_2(\mu + \delta_C)}\right] \\
m_{\chi_{1,2}^0} &\simeq \mp(\mu + \delta_C) - \frac{M_Z^2}{2}(1 \mp s_{2\beta})\left(\frac{s_W^2}{M_1^2} + \frac{c_W^2}{M_2^2}\right) + \delta_N
\end{aligned} \tag{3.51}$$

avec

$$\begin{aligned}
\delta_C &= \frac{-3\alpha\mu}{8\pi}\Big[\lambda_t^2\left(B_1(\mu^2,m_t,m_{\tilde{t}_1})+B_1(\mu^2,m_t,m_{\tilde{t}_2})\right) \\
&\quad +\lambda_b^2\left(B_1(\mu^2,m_b,m_{\tilde{b}_1})+B_1(\mu^2,m_b,m_{\tilde{b}_2})\right)\Big] \\
\delta_N &= \frac{-3\alpha}{8\pi}\Big[\lambda_t^2\, m_t s_{2\theta_t}\ \left(B_0(\mu^2,m_t,m_{\tilde{t}_1})-B_0(\mu^2,m_t,m_{\tilde{t}_2})\right) \\
&\quad +\lambda_b^2 m_b s_{2\theta_b}\ \left(B_0(\mu^2,m_b,m_{\tilde{b}_1})-B_0(\mu^2,m_b,m_{\tilde{b}_2})\right)\Big] \qquad (3.52)
\end{aligned}$$

où $\lambda_{t,b}$ sont les couplages de Yukawa réduit des quarks t et b en terme des masses running, et sont données par :

$$\lambda_b = \frac{m_b}{\sqrt{2}M_W s_W c_\beta} \quad , \quad \lambda_t = \frac{m_t}{\sqrt{2}M_W s_W s_\beta} \qquad (3.53)$$

3.3 Le secteur du Higgs

3.3.1 Le spectre de masses

Les deux doublets scalaires de Higgs sont complexes, et contiennent donc 8 degrés de liberté, dont trois sont "mangés" par les modes longitudinaux des bosons Z et W. Les cinq degrés de liberté physiques restant constituent donc un boson de Higgs neutre pseudoscalaire (A), deux bosons de Higgs neutres scalaires (H, h), et deux bosons de Higgs chargés ($H^\pm$).

Pour obtenir les champs de Higgs physiques et leurs masses, il faut développer les doublets H_1, H_2 (4+4 degrés de liberté) autour du vide, et en composantes réelles et imaginaires

$$\begin{aligned}
H_1 &= (H_1^0, H_1^-) = (v_1 + (\phi_1^0 + i\zeta_1^0)/\sqrt{2}\ ,\ (\phi_1^- + i\zeta_1^-)/\sqrt{2}) \\
H_2 &= (H_2^+, H_2^0) = ((\phi_2^+ - i\zeta_2^+)/\sqrt{2}\ ,\ v_2 + (\phi_2^0 + i\zeta_2^0)/\sqrt{2}) \qquad (3.54)
\end{aligned}$$

On obtient les masses des bosons de Higgs en diagonalisant les matrices

$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2}\partial^2 V_H/\partial H_i \partial H_j|_{\langle H_1^0\rangle = v_1, \langle H_2^0\rangle = v_2, \langle H_{1,2}^\pm\rangle = 0} \qquad (3.55)$$

Les champs physiques sont obtenus en faisant deux rotations, d'angles β et α.

Les matrices de masse pour les scalaires (parties réelles) et pseudoscalaires (parties imaginaires) sont alors données par

$$\mathcal{M}_R^2 = \begin{bmatrix} -m_3^2 \mathrm{tg}\beta + M_Z^2\cos^2\beta & m_3^2 - M_Z^2 \sin\beta\cos\beta \\ m_3^2 M_Z^2 \sin\beta\cos\beta & -m_3^2\mathrm{cot}\beta + M_Z^2\sin^2\beta \end{bmatrix} \qquad (3.56)$$

$$\mathcal{M}_I = \begin{bmatrix} -m_3^2\mathrm{tg}\beta & -m_3^2 \\ -m_3^2 & -m_3^2\mathrm{cot}\beta \end{bmatrix} \qquad (3.57)$$

Pour les diagonaliser, on peut utiliser les relations générales :

$$\mathrm{Tr}(\mathcal{M}^2) = M_1^2 + M_2^2 \quad , \quad \mathrm{Det}(\mathcal{M}^2) = M_1^2 M_2^2$$

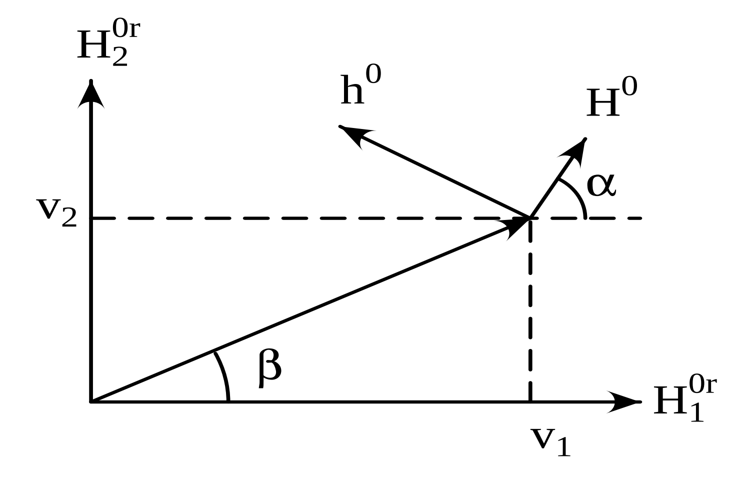
$$\sin 2\theta = \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}-\mathcal{M}_{22})^2+4\mathcal{M}_{12}^2}}\ ,\ \cos 2\theta = \frac{\mathcal{M}_{11}-\mathcal{M}_{22}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}-\mathcal{M}_{22})^2+4\mathcal{M}_{12}^2}} \quad (3.58)$$

ou M_1, M_2 sont les valeurs propres et θ l'angle de mélange. On obtient alors, les matrices de rotations suivantes avec $\text{tg}\beta = v_2/v_1$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \zeta_1^0 \\ \zeta_2^0 \end{pmatrix} \quad (3.59)$$

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} \quad (3.60)$$

Ces rotations pour obtenir les champs physiques sont illustrées ci dessous.



On obtient alors pour les masses et les angles de mélange

$$M_A^2 = -\frac{2m_3^2}{\sin 2\beta}$$
$$M_{h,H}^2 = \frac{1}{2}\left[M_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2+M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}\right] \quad (3.61)$$

$$\text{tg}2\alpha = \text{tg}2\beta\,\frac{M_A^2+M_Z^2}{M_A^2-M_Z^2}\quad ,\quad -\frac{\pi}{2} \le \alpha \le 0 \quad (3.62)$$

Dans le cas du secteur du Higgs chargé, on obtient de même

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \zeta_1^\pm \\ \zeta_2^\pm \end{pmatrix} \quad (3.63)$$

avec la relation de masse

$$M_{H^\pm}^2 = M_A^2 + M_W^2 \quad (3.64)$$

On a alors les relations de masse importantes dans le secteur du Higgs du MSSM:

$$\begin{aligned} M_h &\leq \min(M_A, M_Z) \cdot |\cos 2\beta| \\ M_H^2 + M_h^2 &= M_A^2 + M_Z^2 \\ M_{H^\pm}^2 &> M_W, M_W \\ M_H &> M_A, M_Z \end{aligned} \tag{3.65}$$

A la limite du decouplage $M_A \gg M_Z$ on aura les caractéristiques suivantes:

- $M_H \sim M_{H^\pm} \sim M_A$, *i.e.* que tous les Higgs lourds sont dégénérés en masse,
- $\mathrm{tg}2\alpha \sim \mathrm{tg}2\beta$ et donc $\alpha \sim \pi/2 - \beta$, et surtout
- $M_h < M_Z$, et donc le Higgs le plus léger aurait dû etre découvert à LEP2 (!)

3.3.2 Corrections radiatives dans le secteur du Higgs

Toute la discussion précedente a été faite au premier ordre de perturbation (*i.e.* à l'arbre). Or, aux ordres suivants, des couplages forts interviennent, en particulier ceux des bosons de Higgs aux quarks top et aux squarks top (voir plus loin). Puisque la précision dans le calcul des masses devient importante, en particulier dans le cas du scalaire léger h, il devient nécessaire de calculer les corrections radiatives à ces masses. Les diagrammes à une boucle contribuant à ces corrections radiatives sont donnés ci dessous:

Pour simplifier nous prendrons les limites $M_A \to 0$ (découplage), $\mathrm{tg}\beta \gg 1$ ($\alpha = 0, \beta = \pi/2$) et $m_{\tilde{t}_1} = m_{\tilde{t}_2} = m_{\tilde{t}}$ ($A_t = 0$) avec $M_h \ll m_t, m_{\tilde{t}}$. En simplifiant également les couplages du boson de Higgs aux tops et aux stops, on obtient la correction radiative dominante, proportionelle à la masse puissance 4 du quark top et dépendant logarithmiquement de la masse des squarks stop:

$$\delta M_h^2 \equiv \epsilon \sim g^2 \frac{m_t^4}{M_W^2} \,\mathrm{Log} \frac{m_{\tilde{t}}^2}{m_t^2} \tag{3.66}$$

Cette correction va alors intervenir dans les masses des bosons de Higgs scalaires et de l'angle de mélange α qui s'écriront [$a = M_A^2$ and $z = M_Z^2$ pour simplifier]

$$M_{h,H}^2 = \frac{1}{2}[a + z + \epsilon \mp \sqrt{(a+z+\epsilon)^2 - 4az\cos^2 2\beta - 4\epsilon(a\sin^2\beta + z\cos^2\beta)}] \tag{3.67}$$

et

$$\mathrm{tg}2\alpha = \mathrm{tg}2\beta \ (a+z)/(a - z + \epsilon/\cos 2\beta) \ , \qquad -\pi/2 \leq \alpha \leq 0 \tag{3.68}$$

On peut remarquer ici que la correction aux masses des bosons de Higgs est nulle si $m_t = m_{\tilde{t}}$, *i.e.* si SUSY était exacte, et que la dépendance est en m_t^4, les corrections sont donc très grandes et poussent $M_h^{\max}$ de M_Z à $M_Z + 30$ GeV.

Si on fait un travail plus soigné, *i.e.* on ne prend pas la limite de découplage, on tient compte du mélange dans le secteur des stops, on inclut les contributions complètes (en m_t^2, les logs, les constantes, etc..) ainsi que les boucles de $b/\tilde{b}$ avec mélange également, les corrections sont encore plus grandes. On peut même y ajouter des raffinements: amélioration avec Groupe de Renormalisation tels que la sommation des grands logarithmes à tous les ordres, termes à deux boucles de QCD et Yukawas (λ_t^2) dominants. On obtient alors pour la valeur maximale de M_h:

$$M_h \lesssim 110 \text{ GeV: } m_{\tilde{t}} \sim 1 \text{ TeV, tg}\beta \gg 1 \text{ et } A_t = 0$$
$$M_h \lesssim 130 \text{ GeV: } m_{\tilde{t}} \sim 1 \text{ TeV, tg}\beta \gg 1 \text{ et } A_t = \sqrt{6} m_{\tilde{t}}$$

3.3.3 Couplages des bosons de Higgs

Les couplages aux bosons de jauge sont obtenus a partir des termes cinétiques des champs H_1 et H_2 dans le Lagrangien de $\mathrm{SU(2)_L \otimes U(1)_Y}$:

$$\mathcal{L}_{\text{cin.}} = (D^\mu H_1)^\dagger (D_\mu H_1) + (D^\mu H_2)^\dagger (D_\mu H_2) \tag{3.69}$$

On développe D_μ et on fait toutes les transformations sur les champs de jauge et de Higgs (diagonalisation), on obtient:

$$g_{h_i VV} \equiv \text{coefficients de } h_i V_\mu V_\mu \quad (g_{\mu\nu})$$
$$g_{h_i h_j V} \equiv \text{coefficients de } h_i h_j V_\mu \quad (\partial_\mu \to p_\mu)$$
$$g_{h_i h_j VV} \equiv \text{coefficients de } h_i h_j V_\mu V_\mu \quad (g_{\mu\nu})$$

Quelques couplages très importants pour la phénoménologie des bosons de Higgs sont:

$$\begin{aligned}
Z^\mu Z^\nu h &: \frac{igM_Z}{\cos\theta_W} \sin(\beta-\alpha) g^{\mu\nu} \quad , \quad Z^\mu Z^\nu H : \frac{igM_Z}{\cos\theta_W} \cos(\beta-\alpha) g^{\mu\nu} \\
W^\mu W^\nu h &: igM_W \sin(\beta-\alpha) g^{\mu\nu} \quad , \quad W^\mu W^\nu H : igM_W \cos(\beta-\alpha) g^{\mu\nu} \\
Z^\mu h A &: \frac{g\cos(\beta-\alpha)}{2\cos\theta_W}(p+p')^\mu \quad , \quad Z^\mu H A : -\frac{g\sin(\beta-\alpha)}{2\cos\theta_W}(p+p')^\mu
\end{aligned} \tag{3.70}$$

Il est intéressant de faire ici quelques petites remarques sur ces couplages : (i) Les photons sont non massifs, ils n'ont donc pas de couplage avec les Higgs neutres. (ii) L'invariance sous CP interdit les couplages de type ZZA et Zhh, ZHh, ZHH par exemple. (iii) Les couplages de h et H sont complémentaires: $g_{hZZ}^2 + g_{HZZ}^2 = g_{\text{MS}}^2$. (iv) Dans la limite de découplage, $M_A \to \infty \equiv \alpha \to \beta - \frac{\pi}{2}$, on a $\sin(\beta-\alpha) \to 1, \cos(\beta-\alpha) \to 0$ et donc $g_{hVV} = g_{H_{\text{MS}}VV}$, $g_{HVV} = 0$ $(= g_{AVV})$.

Les couplages de Yukawa des bosons de Higgs aux fermions viennent du Superpotentiel W:

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} \left[\overline{\psi}_{iL} \frac{\partial^2 W}{\partial z_i \partial z_j} \psi_j + \text{h.c.} \right] \tag{3.71}$$

évalué en terme de H_1 et H_2. Les termes bilinéaires disparaissent alors avec les matrices Y après diagonalisation avec les relations aux masses, et exprimant les champs H_1, H_2 en champs physiques, on obtient

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\rm Yuk} &= -\frac{gm_u}{2M_W \sin\beta}\left[\bar{u}u(H\sin\alpha + h\cos\alpha) - i\bar{u}\gamma_5 u\, A\cos\beta\right] \\ &\quad -\frac{gm_d}{2M_W\cos\beta}\left[\bar{d}d(H\cos\alpha - h\sin\alpha) - i\bar{d}\gamma_5 d\, A\sin\beta\right] \\ &\quad +\frac{g}{2\sqrt{2}M_W}\left\{H^+\bar{u}[m_d {\rm tg}\beta(1+\gamma_5) + \frac{m_u}{{\rm tg}\beta}(1+\gamma_5)]d + {\rm hc}\right\} \qquad (3.72)\end{aligned}$$

Les couplages en termes de ceux du boson de Higgs standard $H_{\rm SM}$ [au facteur $-(i)gm_f/2M_W$ près] et leurs valeurs à la limite de découplage [$\cos\alpha \to \sin\beta, \sin\alpha \to -\cos\beta$] sont alors:

f	g_{ffh}	g_{ffH}	g_{ffA}
u	$\cos\alpha/\sin\beta \to 1$	$\sin\alpha/\sin\beta \to -{\rm tg}\beta$	$\cot\beta$
d	$-\sin\alpha/\cos\beta \to 1$	$\cos\alpha/\cos\beta \to {\rm tg}\beta$	${\rm tg}\beta$

On peut aussi ici faire quelques petites remarques intéressantes: (i) Les couplages du boson de Higgs chargé $H^\pm$ sont de la même intensité que ceux du pseudoscalaire A. (ii) Pour ${\rm tg}\beta > 1$, les couplages aux quarks de type d et aux leptons chargés sont renforcés et les couplages aux quarks de type u sont supprimés. (iii) Pour ${\rm tg}\beta \gg 1$, les couplages aux quarks b ($m_b{\rm tg}\beta$) sont extrêmement forts; c'est le cas aussi pour les couplages aux quark top $m_t/{\rm tg}\beta$ si ${\rm tg}\beta \sim 1$. (iv) Dans la limite de découplage, $M_A \gg M_Z$, le boson léger h couple comme le boson de Higgs standard et le boson lourd H comme le pseudoscalaire A.

Nous négligerons donc par la suite, les couplages de Yukawa pour les deux premières générations, mais pas ceux de t, b, et τ. Comme mentionné, parce que la masse du quark top est élevée, $g_{\Phi tt}$ est important et pour des grandes valeurs de ${\rm tg}\beta$, les couplages de Yukawa des b et τ deviennent à leur tour très importants. En fait, certains modèles prédisent l'unification des couplages de Yukawa des top et bottom (ou top, bottom et tau) pour des valeurs de ${\rm tg}\beta \sim m_t/m_b$. On peut, en plus, exiger qu'aucun couplage de Yukawa ne puisse devenir perturbativement trop grand, ceci donne des limites grossières pour ${\rm tg}\beta$: $1 \lesssim {\rm tg}\beta \lesssim 65$.

Les couplages des bosons de Higgs aux fermions scalaires viennent de trois sources: les termes F dus au superpotentiel W (termes tri-linéaires), les termes D dûs à la partie cinétique des sfermions dans le Lagrangien scalaire, et le Lagrangien $\mathcal{L}_{\rm tril.}$ brisant softement la SUSY (il est bon de noter que les masses des scalaires viennent directement de $\mathcal{L}_{\rm soft}$). Les couplages sont en général très compliqués et sont donnés en Annexe **A.1**. Par exemple, si on regarde les couplages du boson de Higgs le plus léger h au stop le plus léger $\tilde{t}_1$, on a :

$$\begin{aligned}g_{h\tilde{t}_1\tilde{t}_1} &= \frac{M_Z}{c_W}\sin(\beta+\alpha)\left[I_3^t c^2_{\theta_{\tilde{t}}} - Q_t s_W^2 c_{2\theta_{\tilde{t}}}\right] - \frac{m_t^2}{M_W}\frac{\cos\alpha}{\sin\beta} \\ &\quad -\frac{m_t s_{2\theta_{\tilde{t}}}}{2M_W}\left[A_t\frac{\cos\alpha}{\sin\beta} + \mu\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}\right] \qquad (3.73)\end{aligned}$$

Ces couplages ont de fortes chances d'être très forts avec des termes proportionnels à m_t^2 et à m_tA_t.

Les couplages des neutralinos et charginos aux bosons de Higgs viennent de plusieurs sources: termes F, termes D, le superpotentiel (en particulier les termes bilinéaires), les masses des jauginos dans $\mathcal{L}_{\rm soft}$, entre autres. Tout se complique ici à cause du mélange higgsinos–jauginos, la diagonalisation des matrices de masse des jauginos et la nature Majorana des neutralinos. Par exemple , si on se penche sur le couplage $h\chi_i^0\chi_j^0$ (normalisé à $ig/4$):

$$\begin{aligned} g_{h\chi_i^0\chi_j^0} &\sim (Q_{ij}^*\sin\alpha - S_{ij}^*\cos\alpha)(1-\gamma_5) + (Q_{ij}\sin\alpha + S_{ij}\cos\alpha)(1+\gamma_5) \\ S_{ij} &= N_{i3}(N_{j2} - N_{j1}{\rm tg}\theta_W) + N_{j3}(N_{i2} - N_{i1}\tan\theta_W) \\ R_{ij} &= N_{i4}(N_{j2} - N_{j1}\tan\theta_W) + N_{j4}(N_{i2} - N_{i1}\tan\theta_W) \end{aligned} \tag{3.74}$$

où N est la matrice 4×4 qui diagonalise la matrice de masse des neutralinos, qui est une fonction de $M_1, M_2, \mu, {\rm tg}\beta$. Par exemple dans le cas de la LSP χ_1^0, N_{11}, N_{12} sont les composantes de type jauginos comme discuté précédemment, alors que N_{13}, N_{14} sont celles de type higgsinos. D'où, si $\mu \gg M_{1,2}$, $N_{13}\sim N_{14}\sim 0$ la LSP sera de nature jaugino. Par contre, si $\mu \ll M_{1,2}$, $N_{11}\sim N_{12}\sim 0$ la LSP sera de nature higgsino. Dans les deux cas $g_{h\chi_1^0\chi_1^0}$ est nul et le boson h ne couple donc qu'au mélange higgsino-jaugino.

Tous les couplages discutés ici sont donnés dans l'Annexe **A.1**.

Chapitre 4

Production des particules SUSY

Nous présentons ici, afin de compléter notre discussion, les sections efficaces de production des charginos, des neutralinos et des sfermions dans les collisionneurs $e^+ \ e^-$ (LEP ou futurs collisionneurs linéaires) dans un premier temps et les collisionneurs de type hadronique (Tevatron et LHC) après.

4.1 Production dans les collisionneurs e^+e^-

4.1.1 Production des charginos et neutralinos

La section efficace intégrée pour la production d'une d'une paire de neutralinos $\chi_i^0 \ \chi_j^0$ peut s'écrire:

$$\sigma(e^+e^- \to \chi_i^0\chi_j^0) = \frac{1}{1+\delta_{ij}} \frac{2\pi\alpha^2}{s_W^2 c_W^4} \frac{\lambda_{ij}^{1/2}}{s} (\sigma_{ZZ} + \sigma_{\tilde{e}\tilde{e}} + \sigma_{Z\tilde{e}}) \tag{4.1}$$

avec $\lambda_{ij}^{1/2}$ la fonction d'espace des phase usuelle, exprimée en fonction des masses réduites $\mu_i^2 = m_{\chi_i^0}^2/s$, $\mu_j^2 = m_{\chi_j^0}^2/s$ (remarquez bien ici que les masses des neutralinos sont en fait des valeurs propres des masses, et le signe doit y être inclus):

$$\lambda_{ij}^{1/2} = \frac{1}{2}\left[(1-\mu_i^2-\mu_j^2)^2 - 4\mu_i^4\mu_j^4\right]^{1/2} \tag{4.2}$$

La contribution de la voie s (échange du boson Z), de la voie t (échange du sélectron $\tilde{e}$), et de l'interférence $Z\tilde{e}$ s'expriment en fonction de λ_{ij} et des énergies des particules dans l'état final, $e_{ij} = \sqrt{\lambda_{ij} + \mu_{i,j}^2}$

$$\sigma_{ZZ} = \frac{(O_{ji}^{\prime\prime L})^2(L_e^2+R_e^2)s^2}{|D_Z(s)|^2}\left[\frac{2}{3}\lambda_{ij} + 2e_ie_j - 2\mu_i\mu_j\right]$$

$$\sigma_{Z\tilde{e}} = \frac{c_W^2 O^{\prime\prime L} s}{Re[D_Z(s)]}\left[L_e f_{e_i}^L f_{e_j}^L [I_1(\mu_{\tilde{e}_L}^2) - \mu_i\mu_j L(\mu_{\tilde{e}_L}^2)] - R_e f_{e_i}^R f_{e_j}^R [I_1(\mu_{\tilde{e}_R}^2) - \mu_i\mu_j L(\mu_{\tilde{e}_R^2})]\right]$$

$$\sigma_{\tilde{e}\tilde{e}} = \frac{c_W^4}{4}\left[(f_{e_i}^L f_{e_j}^L)^2[I_2(\mu^2_{\tilde{e}_L}) - \mu_i\mu_j L(\mu^2_{\tilde{e}_L})] - R_e f_{e_i}^R f_{e_j}^R[I_2(\mu^2_{\tilde{e}_R}) - \mu_i\mu_j I_3(\mu^2_{\tilde{e}_R})]\right] \tag{4.3}$$

avec $D_Z(s) = s - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z$. Les différents couplages sont donnés dans l'Annexe **A.1**, exceptés les suivants que nous notons ici par commodité:

$$\begin{aligned} L_e = I_L^3 - Q_e s_W^2 \quad , \quad R_e = -Q_e s_W^2 \quad , \quad O''^L_{ij} = -\frac{1}{2}Z_{i3}Z_{j3} + \frac{1}{2}Z_{i4}Z_{j4} \\ f_{e_i}^L = \sqrt{2}[(I^e_{3L} - Q_e)\mathrm{tg}\theta_W Z_{i1} - I^e_{3L} Z_{i2}] \quad , \quad f^R_{e_i} = \sqrt{2} Q_e \mathrm{tg}\theta_W Z_{i1} \end{aligned} \tag{4.4}$$

alors que les fonctions cinématiques I_1,I_2 et I_3 (avec $k = L, R$) s'écriront:

$$I_1(\mu) = \left[(\mu_i^2 + \mu_j^2 - 2\mu^2)^2 - (e_i - e_j)^2\right]\frac{L(\mu^2)}{4\lambda_{ij}^{1/2}} - \left[\mu_i^2 + \mu_j^2 - 2\mu^2 + 1\right]$$

$$I_2(\mu) = \frac{(\mu_i^2 + \mu_j^2 - 2\mu^2)(\mu_i^2 + \mu_j^2 - 2\mu^2 - 1) - 2(\lambda_{ij} - e_i e_j)}{\frac{1}{4}(\mu_i^2 + \mu_j^2 - 2\mu^2 - 1) - \lambda_{ij}} - (\mu_i^2 + \mu_j^2 - 2\mu^2)\frac{L(\mu^2)}{4\lambda_{ij}^{1/2}}$$

$$I_3(\mu) = \frac{L(\mu^2)}{4\lambda_{ij}^{1/2}(\mu_i^2 + \mu_j^2 - 2\mu^2 - 1)} \tag{4.5}$$

et

$$L(\mu^2) = \log\frac{\mu_i^2 + \mu_j^2 - 2\mu^2 - 1 + 2\lambda_{ij}^{1/2}}{\mu_i^2 + \mu_j^2 - 2\mu^2 - 1 - 2\lambda_{ij}^{1/2}} \tag{4.6}$$

Dans le cas de la production de charginos par paires, la section efficace peut être décomposée en la voie s (échange de Z et γ), la voie t (contribution de $\tilde{\nu}_e$), et les termes d'interférence :

$$\sigma(e^+e^- \to \chi_i^+\chi_j^-) = 8\pi\alpha^2\frac{\lambda_{ij}^{1/2}}{s}(\sigma_s + \sigma_t + \sigma_{ts}) \tag{4.7}$$

En utilisant les mêmes notations que ci-dessus, on aura :

$$\begin{aligned} \sigma_s \;=\; & \delta_{ij}\left[1 + \frac{1}{2c_W^2 s_W^2}\frac{s}{Re[D_Z(s)]}(L_e + R_e)(O'^R_{ij} + O'^R_{ij})\right]\left(\frac{1}{3}\lambda_{ij} + e_i e_j + \mu_i\mu_j\right) \\ & + \frac{1}{4s_W^4 c_W^4}\frac{s^2}{|D_Z(s)|^2}(L_e^2 + R_e^2)\left[\left((O'^L_{ij})^2 + (O'^R_{ij})^2\right)\left(\frac{1}{3}\lambda_{ij} + e_i e_j\right) + 2O'^L_{ij}O'^R_{ij}\mu_i\mu_j\right] \end{aligned}$$

$$\sigma_{st} = -\frac{V_{i1}V_{j1}}{8s_W^2}\left\{\delta_{ij}\left[I_1(\mu^2_{\tilde{\nu}}) - \mu_i\mu_j L(\mu_{\tilde{\nu}})\right] + \frac{1}{s_W^2 c_W^2}\frac{s}{Re[D_Z(s)]}L_e\left[O'^L_{ij} I_1(\mu^2_{\tilde{\nu}}) - O'^R_{ij}\mu_i\mu_j L(\mu^2_{\tilde{\nu}})\right]\right\}$$

$$\sigma_t = \frac{|V_{i1}|^2|V_{j1}|^2}{16 s_W^4}\left[I_2(\mu^2_{\tilde{\nu}}) - \mu_i\mu_j I_3(\mu^2_{\tilde{\nu}})\right] \tag{4.8}$$

4.1.2 Production des sélectrons et des sneutrinos

La section efficace intégrée pour la production de paires de sélectrons d'hélicité gauche ou droite, à travers la voie s (échange de bosons γ et Z) et la voie t (échange des 4 neutralinos, χ_l^0) peut s'écrire :

$$\sigma(e^+e^- \to \tilde{e}_i\tilde{e}_i) = \frac{\pi\alpha^2}{s}\left\{\frac{1}{3}\beta_i^{3/2}\left[Q_e^2Q_{\tilde{e}}^2 + \frac{Q_eQ_{\tilde{e}}}{s_W^2c_W^2}\tilde{a}_iL_e\frac{s}{Re[D_Z(s)]} + \frac{L_e^2+R_e^2}{2c_W^4s_W^4}\tilde{a}_i\frac{s^2}{|D_Z(s)|^2}\right]\right.$$

$$\left. +4\sum_{l=1}^{4}\sum_{k=1}^{4}|\lambda_{il}|^2|\lambda_{ik}|^2H_{ilk} + 2\sum_{l=1}^{4}|\lambda_{il}|^2\left[Q_eQ_{\tilde{e}} + \frac{\tilde{a}_iL_e}{c_W^2s_W^2}\right]\right\} \tag{4.9}$$

Les notations sont les mêmes qu'auparavant les β_i étant les vélocités des sélectrons $\beta_i^2 = 1-4\mu_i^2$ oú, dans ce cas $\mu_i^2 = m_{\tilde{e}_i}^2/s$. Les couplages $\tilde{a}_i$ des sélectrons au boson Z et les couplages λ_{ik} entre les électrons, les sélectrons $\tilde{e}_i$ et les neutralinos χ_k^0 sont donnés par :

$$\tilde{a}_L = I_{3L}^{\tilde{e}} - Q_{\tilde{e}}s_W^2 \quad , \quad \tilde{a}_R = -Q_{\tilde{e}}s_W^2$$

$$\lambda_{Lk} = \frac{1}{2}\left(N'_{k1} - \frac{\tilde{a}_L}{c_Ws_W}N'_{k2}\right) \quad , \quad -\frac{1}{2}\left(N'_{k1} - \frac{\tilde{a}_R}{c_Ws_W}N'_{k2}\right) \tag{4.10}$$

avec les éléments de matrice $N'_{k1} = N_{k1}c_W + N_{k2}s_W$ et $N'_{k2} = -N_{k1}s_W + N_{k2}c_W$. Les fonctions cinématiques F et H, dans le cas où les deux neutralinos χ_l^0 et χ_k^0 échangés sont différents sont données par :

$$H_{ilk} = +\frac{1}{2}\frac{f_{il}-f_{ik}}{\mu_l^2-\mu_k^2} \tag{4.11}$$

où $\mu_l^2 = m_{\chi_l^0}^2/s$ et la fonction f_{ik} s'écrit :

$$f_{ik} = \beta_i(-1+2\mu_i^2-2\mu_k^2) + 2[\mu_k^2 + (\mu_i^2-\mu_k^2)^2]\log\frac{2\mu_i^2-2\mu_k^2-(1+\beta_i)}{2\mu_i^2-2\mu_k^2-(1-\beta_i)} \tag{4.12}$$

Dans le cas où les deux neutralinos sont les mêmes (i.e., pour l'amplitude carrée) la fonction H_{ilk} avec $l=k$ se réduit à :

$$H_{ikk} = -2\beta_i + (1-2-2\mu_i^2+2\mu_k^2)\log\frac{2\mu_i^2-2\mu_k-(1+\beta_i)}{2\mu_i^2-2\mu_k^2-(1-\beta_i)} \tag{4.13}$$

Pour la production de sélectrons de différent type, il n'y a pas d'échange de boson de jauge dans la voie s, et la section efficace s'écrit tout simplement :

$$\sigma(e^+e^- \to \tilde{e}_L\tilde{e}_R) = \frac{4\pi\alpha^2}{s}\sum_{l=1}^{4}\sum_{k=1}^{4}\lambda_{Ll}\lambda_{Rl}\lambda_{Rk}H_{lk} \tag{4.14}$$

où, en terme des fonctions d'espace de phase

$$l \neq k \quad : \quad H_{lk} = -\frac{\mu_l\mu_k}{\mu_l^2-\mu_k^2}\left[\log\frac{\mu_{\tilde{e}_L}^2+\mu_{\tilde{e}_R}^2-2\mu_l-1-\lambda_{\tilde{e}_L\tilde{e}_R}^{1/2}}{\mu_{\tilde{e}_L}^2+\mu_{\tilde{e}_R}^2-2\mu_l^2-1+\lambda_{\tilde{e}_L\tilde{e}_R}^{1/2}} - (l\leftrightarrow k)\right]$$

$$l = k \quad : \quad H_{kk} = \frac{4\lambda^{1/2}_{\tilde{e}_L\tilde{e}_R}\mu_l^2}{(\mu^2_{\tilde{e}_L} + \mu^2_{\tilde{e}_R} - 2\mu_l^2 - 1 - \lambda^{1/2}_{\tilde{e}_L\tilde{e}_R})(\mu^2_{\tilde{e}_L} + \mu^2_{\tilde{e}_R} - 2\mu_l^2 - 1 + \lambda^{1/2}_{\tilde{e}_L\tilde{e}_R})} \tag{4.15}$$

Pour la production de sneutrinos électroniques, l'expression de la section efficace totale est similaire à celle des sélectrons gauches, à ceci près que l'échange du photon en voie s est absent et les couplages sont différents. Elle est donnée par :

$$\sigma(e^+e^- \to \tilde{\nu}_e\tilde{\nu}_e) = \frac{\pi\alpha^2}{s}\left\{\frac{1}{3}\beta^{3/2}_{\tilde{\nu}}\frac{L_e^2 + R_e^2}{2c_W^4 s_W^4}\tilde{a}^2_\nu \frac{s^2}{|D_Z(s)|^2}\right.$$

$$\left. +4\sum_{l=1}^{4}\sum_{k=1}^{4}|\lambda_{\tilde{\nu}l}|^2|\lambda^2_{\tilde{\nu}}H_{\tilde{\nu}lk} + \frac{2\tilde{a}^2_\nu}{s_W^2 c_W^2}\sum_{l=1}^{4}|\lambda_{\tilde{\nu}l}|^2 F\nu l\right\} \tag{4.16}$$

avec les fonctions H et F donnés par les équations avec μ_i remplacés par $\mu_{\tilde{\nu}_e}$ et

$$\tilde{a}_\nu = \frac{1}{2} \quad , \quad \lambda_{\tilde{\nu}l} = \frac{1}{2s_W}V_{1l} \tag{4.17}$$

4.1.3 Production de paires de sfermions

Pour les sleptons des seconde et troisième génération et pour les squarks, seul l'échange de bosons la voie s existe, et en l'absence du mélange entre sfermions, la section efficace de production est donnée :

$$\sigma(e^+e^- \to \tilde{f}_i\tilde{f}_i) = \frac{\pi\alpha^2 N_c}{3s}\beta_i^{3/2}\left[Q_e^2 Q_{\tilde{f}}^2 + \frac{Q_e Q_{\tilde{f}}}{s_W^2 c_W^2}\tilde{a}_i L_e \frac{s}{Re[D_Z(s)]} + \frac{L_e^2 + R_e^2}{2c_W^4 s_W^4}\tilde{a}_i^2 \frac{s^2}{|D_Z(s)|^2}\right] \tag{4.18}$$

avec N_c le facteur de couleur, $N_c = 3(1)$ pour les squarks (sleptons), et les $\tilde{a}_i$ sont donnés ci dessus pour une valeur de charge et d'isospin. Cependant, dans le cas des sfermions de la troisième génération, les mélanges entre les états gauches et droits doivent y être inclus. Dans ce cas, la section efficace devient légèrement plus compliquée, et s'écrit :

$$\sigma(e^+e^- \to \tilde{f}_i\tilde{f}_j) = \frac{\pi\alpha^2 N_c}{3s}\lambda_{ij}^{3/2}\left[\delta_{ij}\left(Q_e^2 Q_{\tilde{f}}^2 + \frac{Q_e Q_{\tilde{f}}}{s_W^2 c_W^2}\tilde{a}_{ij} L_e \frac{s}{Re[D_Z(s)]}\right) + \frac{L_e^2 + R_e^2}{2c_W^4 s_W^4}\tilde{a}_{ij}^2 \frac{s^2}{|D_Z(s)|^2}\right]$$

avec λ_{ij} la fonction d'espace des phases classique, et les couplages a_{ij} donnés par (θ_f est l'angle de mélange):

$$a_{11} = I_{3L}^{\tilde{f}}\cos^2\theta_f - Q_{\tilde{f}}s_W^2 \ , \quad a_{22} = I_{3L}^{\tilde{f}}\sin^2\theta_f - Q_{\tilde{f}}s_W^2 \ , \quad a_{12} = a_{21} = -I_{3L}^{\tilde{f}}\sin\theta_f\cos\theta_f \tag{4.19}$$

Dans le cas des squarks, on peut y inclure les corrections QCD qui peuvent se révéler relativement importantes. Les corrections standard, avec échange de gluon virtuel et émission de gluon dans l'état final, augmentent la section efficace totale de l'ordre de 15% loin du seuil cinématique. Dans le cas de la production de paires, on peut les inclure en usant de la formule d'interpolation de Schwinger

$$\sigma(e^+e^- \to \tilde{q}_i\tilde{q}_i) = \sigma^{\text{Born}}\left[1 + \frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}\left(\frac{\pi^2}{2\beta} - \frac{1}{4}(1+\beta)(\pi^2 - 6)\right)\right] \tag{4.20}$$

qui reproduit le résultat exact (avec une erreur inférieure à 2%).

4.2 Production dans les collisionneurs hadroniques

Nous rappellerons ici brièvement les différents processus de production de squarks et de gluinos lors des collisions hadroniques (mettant en jeu les quarks, antiquarks et les gluons). Les particules non–colorées, charginos, neutralinos et sleptons ont d'assez faibles sections efficaces dans les collisions pp et ne seront pas discutées.

La production en paires ou en association de squarks et de gluinos s'effectue à travers les réactions suivantes:

- Production de $\tilde{q}\,\overline{\tilde{q}}$: $q_i+\overline{q_j} \to \tilde{q}_k + \overline{\tilde{q}_l}\,;\, g+g \to \tilde{q}_i\,\overline{\tilde{q}_i}$
- Production de $\tilde{q}\,\tilde{q}$: $q_i + q_j \to \tilde{q}_i + \tilde{q}_j$ et *c.c.*
- Production de $\tilde{g}\,\tilde{g}$: $q_i + \overline{q_i} \to \tilde{g} + \tilde{g}\,;\, g + g \to \tilde{g} + \tilde{g}$
- Production de $\tilde{q}\,\tilde{g}$: $q_i + g \to \tilde{q}_i + \tilde{g}$ et *c.c*

La production des états finaux de type squarks–antisquarks requiert des états initiaux de type quark–antiquark ou gluon–gluon. Les paires de squarks, quant à elles, ne peuvent provenir que d'une paire de quarks. Les paires de gluinos sont produites à partir des états de type quark–antiquark et gluon–gluon. Les états finaux squark–gluino sont uniquement produits à travers les collisions quark–gluon.

Pour les expressions des sections efficaces, nous utiliserons les invariants cinématiques classiques, avec les quadri-impulsions des moments des deux partons dans l'état initial notées k_1 et k_2 et celles des particules dans l'état final, p_1, p_2:

$$s = (k_1 + k_2)^2 \;;\; t = (k_2 - p_2)^2 \;;\; u = (k_1 - p_2)^2$$
$$t_1 = (k_2 = p_2)^2 - m_{\tilde{q}}^2, u_1 = (k_1 - p_2)^2 - m_{\tilde{q}}^2, t_g = (k_2 - p_2)^2 - m_{\tilde{g}}^2, u_g = (k_1 - p_2)^2 - m_{\tilde{g}}^2$$

Les invariants des Mandelstam sont reliés par: $s + t + u = p_1^2 + p_2^2$. Toute particule entrante ou sortante est supposée être sur sa couche de masse *i.e.* $k_i^2 = 0$, $p_i^2 = m_{\tilde{q}}^2$ pour les squarks, et $p_i^2 = m_{\tilde{g}}^2$ pour les gluinos. Le calcul des éléments de matrice de chaque mode de désintégration donne:

$$\begin{aligned}
\Sigma|M|^2(q_i\overline{q_j} \to \tilde{q}\overline{\tilde{q}}) &= \delta_{ij}\left[8n_f g_s^4 NC_F \frac{t_1u_1 - m_{\tilde{q}}^2 s}{s^2} + 4\hat{g}_s^4 NC_F \frac{t_1u_1 - (m_{\tilde{q}}^2 - m_{\tilde{g}}^2)s}{t_g^2}\right. \\
&\left. -8g_s^2\hat{g}_s^2 C_F \frac{t_1u_1 - m_{\tilde{q}}^2 s}{st_g}\right] + (1-\delta_{ij})\left[4\hat{g}_s^4 NC_F \frac{t_1u_1 - (m_{\tilde{q}}^2 - m_{\tilde{g}}^2)s}{t_g^2}\right] \\
\Sigma|M|^2(gg \to \tilde{q}\overline{\tilde{q}}) &= 4n_f g_s^4\left[C_O\left(1 - 2\frac{t_1u_1}{s^2}\right) - C_K\right]\left[1 - 2\frac{sm_{\tilde{q}}^2}{t_1u_1}\left(1 - \frac{sm_{\tilde{q}}}{t_1u_1}\right)\right] \\
\Sigma|M|^2(q_iq_j \to \tilde{q}\tilde{q}) &= \delta_{ij}\left[2\hat{g}_s^4 NC_F(t_1u_1 - m_{\tilde{q}}^2 s)\left(\frac{1}{t_g^2} + \frac{1}{u_g^2}\right)\right. \\
&\left. +4\hat{g}_s^4 m_{\tilde{g}}^2 s\left(NC_F\left(\frac{1}{t_g^2} + \frac{1}{u_g^2}\right) - 2C_F\frac{1}{t_gu_g}\right)\right] \\
&+(1-\delta_{ij})\left[4\hat{g}_s^4 NC_F \frac{t_1u_1 - (m_{\tilde{q}}^2 - m_{\tilde{g}}^2)s}{t_g^2}\right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Sigma|M|^2(q\overline{q} \to \tilde{g}\tilde{g}) &= 4g_s^4 C_O \left[\frac{2m_{\tilde{g}}^2 s + t_g^2 + u_g^2}{s^2}\right] + 4g_s^2 \hat{g}_s^2 C_O \left[\frac{m_{\tilde{g}}^2 s + t_g^2}{st_1} + \frac{m_{\tilde{g}}^2 s + u_g^2}{su_1}\right] \\
&\quad + 2\hat{g}_s^4 \left[C_O \left(\frac{t_g^2}{t_1^2} + \frac{u_g^2}{u_1^2}\right) + C_K \left(2\frac{m_{\tilde{g}} s}{t_1 u_1} - \frac{t_g^2}{t_1^2} - \frac{u_g^2}{u_1^2}\right)\right] \\
\Sigma|M|^2(gg \to \tilde{g}\tilde{g}) &= 8g_s^4 N C_O \left(1 - \frac{t_g u_g}{s^2}\right)\left[\frac{s^2}{t_g u_g} - 2 + 4\frac{m_{\tilde{g}} s}{t_g u_g}\left(1 - \frac{m_{\tilde{g}}^2 s}{t_g u_g}\right)\right] \\
\Sigma|M|^2(qg \to \tilde{q}\tilde{g}) &= 2g_s^2 \hat{g}_s^2 \left[C_O \left(1 - 2\frac{su_1}{t_g^2}\right) - C_K\right]\left[-\frac{t_g}{s}\right. \\
&\quad \left. + \frac{2(m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{q}}^2)t_g}{su_1}\left(1 + \frac{m_{\tilde{q}}^2}{u_1} + \frac{m_{\tilde{g}}^2}{t_g}\right)\right] \qquad (4.21)
\end{aligned}$$

Le couplage de jauge QCD (qqg) est noté g_s et le couplage de Yukawa ($q\tilde{q}\tilde{g}$) $\hat{g}_s$, ces couplages sont identiques. Les facteurs de couleur $SU(3)$ sont quant à eux donnés par $N = 3$, $C_O = N(N^2 - 1) = 24$, $C_K = (N^2 - 1)/N = 8/3$, et, $C_F = (N^2 - 1)/(2N) = 4/3$. Après avoir intégré sur l'espace de phase, en tenant compte de la moyenne sur les spins et les couleurs, on obtient (à 4-2 ϵ dimensions) :

$$\begin{aligned}
s^2 \frac{d^2\sigma}{dtdu} &= K_{ij} \frac{\pi S_\epsilon}{\Gamma(1-\epsilon)} \left[\frac{(t - p_2^2)(u - p_2^2) - p_2^2 s}{\mu^2 s}\right]^{-\epsilon} \Theta([t - p_2^2][u - p_2^2] - p_2^2 s) \\
&\quad \times \Theta(s - 4m^2)\delta(s + t + u - p_1^2 - p_2^2)\Sigma|M|^2 \qquad (4.22)
\end{aligned}$$

Ici, m représente la masse moyenne des particules produites, *i.e.* $m = (\sqrt{p_1^2} + \sqrt{p_2^2})/2$. Les moyennes sur les états de spins et de couleurs sont intégrées dans les facteurs K_{ij}:

$$K_{qq} = K_{q\overline{q}} = \frac{1}{4N^2}, \quad K_{gg} = \frac{1}{4(N^2-1)^2}, \quad K_{qg} = \frac{1}{4N(N^2-1)} \qquad (4.23)$$

L'intégration sur les invariants restant donne dès lors :

$$\begin{aligned}
\sigma(q_i\overline{q_j} \to \tilde{q}\overline{\tilde{q}}) &= \delta_{ij}\frac{n_f \pi \alpha_s^2}{s}\beta_{\tilde{q}}\left[\frac{4}{27} - \frac{16m_{\tilde{q}}^2}{27s}\right] \\
&\quad + \delta_{ij}\frac{\pi\alpha_s\hat{\alpha}_s}{s}\left[\beta_{\tilde{q}}\left(\frac{4}{27} + \frac{8m_-^2}{27s}\right) + \left(\frac{8m_{\tilde{g}}^2}{27s} + \frac{8m_-^4}{27s^2}\right)L_1\right] \\
&\quad + \frac{\pi\hat{\alpha}_s^2}{s}\left[\beta_{\tilde{q}}\left(-\frac{4}{9} - \frac{4m_-^4}{9(m_{\tilde{g}^2} s + m_-^4)}\right) + \left(-\frac{4}{9} - \frac{8m_-^2}{9s}\right)L_1\right] \\
\sigma(gg \to \tilde{q}\overline{\tilde{q}}) &= \frac{n_f \pi\alpha_s^2}{s}\left[\beta\tilde{q}\left(\frac{5}{24} + \frac{31m_{\tilde{q}}^2}{12s}\right) + \left(\frac{4m_{\tilde{q}}^2}{3s} + \frac{m_{\tilde{q}}}{3s^2}\right)\log\left(\frac{1-\beta_{\tilde{q}}}{1+\beta_{\tilde{q}}}\right)\right] \\
\sigma(q_i q_j \to \tilde{q}\tilde{q}) &= \frac{\pi\hat{\alpha}_s^2}{s}\left[\beta_{\tilde{q}}\left(-\frac{4}{9} - \frac{4m_-^4}{9(m_{\tilde{g}}^2 s + m_-^4)}\right) + \left(-\frac{4}{9} - \frac{8m_-^2}{9s}\right)L_1\right] \\
&\quad + \delta_{ij}\frac{\pi\hat{\alpha}_s^2}{s}\left[\frac{8m_{\tilde{g}}^2}{27(s + 2m_-^2)}L_1\right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma(q\overline{q} \to \tilde{g}\tilde{g}) &= \frac{\pi\alpha_s^2}{s}\beta_{\tilde{g}}\left(\frac{8}{9}+\frac{16m_{\tilde{g}}^2}{9s}\right) \\
&+\frac{\pi\alpha_s\hat{\alpha}_s}{s}\left[\beta_{\tilde{g}}\left(-\frac{4}{3}-\frac{8m_-^2}{3s}\right)+\left(\frac{8m_{\tilde{g}}^2}{3s}+\frac{8m_-^4}{3s^2}\right)L_2\right] \\
&+\frac{\pi\hat{\alpha}_s^2}{s}\left[\beta_{\tilde{g}}\left(\frac{32}{27}+\frac{32m_-^4}{27(m_{\tilde{q}}^2 s+m_-^4)}\right)+\left(-\frac{64m_-^2}{27s}-\frac{8m_{\tilde{g}}^2}{27(s-2m_-^2)}\right)L_2\right] \\
\sigma(gg \to \tilde{g}\tilde{g}) &= \frac{\pi\alpha_s^2}{s}\left[\beta_{\tilde{g}}\left(-3-\frac{51m_{\tilde{g}}^2}{4s}\right)+\left(-\frac{9}{4}-\frac{9m_{\tilde{g}}^2}{s}+\frac{9m_{\tilde{g}}}{s^2}\right)\log\left(\frac{1-\beta_{\tilde{g}}}{1+\beta_{\tilde{g}}}\right)\right] \\
\sigma(qg \to \tilde{q}\tilde{g}) &= \frac{\pi\alpha_s\hat{\alpha}_s}{s}\left[\frac{\kappa}{s}\left(-\frac{7}{9}-\frac{32m_-^2}{9s}\right)+\left(-\frac{8m_-^2}{9s}+\frac{2m_{\tilde{q}}^2m_-^2}{s^2}+\frac{8m_-^4}{9s^2}\right)L_3\right. \\
&\left.+\left(-1-\frac{2m_-^2}{s}+\frac{2m_{\tilde{q}}^2m_-^2}{s^2}\right)L_4\right] \qquad (4.24)
\end{aligned}$$

Avec les abréviations suivantes:

$$\begin{aligned}
L_1 &= \log\left(\frac{s+2m_-^2-s\beta_{\tilde{q}}}{s+2m_-^2+s\beta_{\tilde{q}}}\right) & L_2 &= \log\left(\frac{s-2m_-^2-s\beta_{\tilde{q}}}{s-2m_-^2+s\beta_{\tilde{q}}}\right) \\
L_3 &= \log\left(\frac{s-m_-^2-\kappa}{s-m_-^2+\kappa}\right) & L_4 &= \log\left(\frac{s+m_-^2-\kappa}{s+m_-^2+\kappa}\right) \\
\beta_{\tilde{q}} &= \sqrt{1-\frac{4m_{\tilde{q}}^2}{s}} & \beta_{\tilde{g}} &= \sqrt{1-\frac{4m_{\tilde{g}}^2}{s}} \\
m_-^2 &= m_{\tilde{g}}^2-m_{\tilde{q}}^2 & \kappa &= \sqrt{(s-m_{\tilde{g}}^2-m_{\tilde{q}}^2)^2-4m_{\tilde{g}}^2m_{\tilde{q}}^2} \\
\alpha_s &= g_s^2/4\pi & \hat{\alpha}_s &= \hat{g}_s^2/4\pi \qquad (4.25)
\end{aligned}$$

La section efficace totale est obtenue en intégrant les sections efficaces partielles sur les distributions f_i des partons dans le proton/antiproton :

$$\sigma(ij \to \tilde{q},\tilde{g}) = \int dx_1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) \sigma(ij \to \tilde{q},\tilde{g}; s = x_1 x_2 S) \qquad (4.26)$$

Une analyse numérique détaillée dans l'Annexe **B.6** montre que des sections efficaces de production au LHC peuvent atteindre le niveau de 10 à 100 picobarns pour les gluinos et partenaires scalaires des quarks légers de masse de l'ordre de 500 GeV. Pour une luminosité intégrée de l'ordre de $\mathcal{L} \sim 100$ fb^{-1} telle que celle envisagée au LHC, on aura donc de 1 à 10 millions d'évenements pour cette valeur des masses. Pour des masses plus grandes, les sections efficaces sont bien sûr, plus petites. Mais dans tous les cas, il faut s'attendre à une production importante de squarks et gluinos au LHC et envisager ses conséquences phénoménologiques.

Chapitre 5

Désintégration des sfermions

Dans le MSSM, nous avons vu dans le chapitre précédent que les partenaires scalaires des fermions de la troisième génération pouvaient se révéler relativement légers comparés aux autres sfermions. Ceci est principalement dû aux couplages de Yukawa des fermions de la troisième génération qui rentrent en jeu dans la matrice de diagonalisation de leur partenaire scalaire. De ce fait, le stop le plus léger, $\tilde{t}_1$ peut être le plus léger des squarks, voire même plus léger que le quark top. Nous avons donc étudié de manière très détaillée les modes de désintégration des partenaires scalaires des fermions de la troisième génération, et plus particulièrement, ceux des squarks stop.

5.1 Désintégrations en deux corps

5.1.1 Processus à l'arbre

Les sfermions se désintègrent principalement en leurs partenaires fermioniques et en charginos ou neutralinos. Dans le cas des sfermions de la troisième génération, les deux états propres de masse peuvent être assez dégénérés en masse pour permettre au plus lourd de se désintégrer en le plus léger et un boson de jauge ou de Higgs; Figure 5.1.

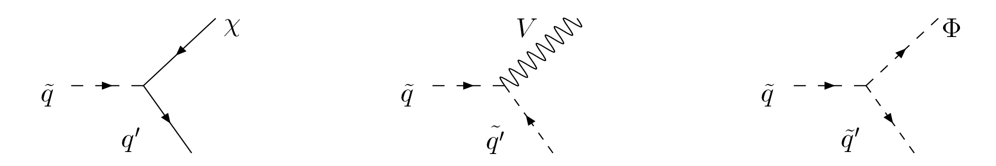


FIG. 5.1: *Diagrammes de Feynman pour les modes de désintégration en deux corps des squarks de la 3ème génération.*

Rappelons tout d'abord, les expressions des largeurs de désintégration électrofaible des sfermions, qui sont données par ($\tilde{f}_i$ représentant en particulier $\tilde{t}_{1,2}$, $\tilde{b}_{1,2}$, $\tilde{\tau}_{1,2}$ ou $\tilde{\nu}_\tau$)

$$\Gamma(\tilde{f}_i \to f + \chi_k^0) = \frac{g^2 \lambda^{\frac{1}{2}}(m_{\tilde{f}_i}^2, m_f^2, m_{\chi_k^0}^2)}{16\pi m_{\tilde{f}_i}^3} \qquad (5.1)$$

$$* \quad \left[\left((a^{\tilde{f}}_{ik})^2 + (b^{\tilde{f}}_{ik})^2\right)\left(m^2_{\tilde{f}_i} - m^2_f - m^2_{\chi^0_k}\right) - 4a^{\tilde{f}}_{ik} b^{\tilde{f}}_{ik} m_f m_{\chi^0_k}\right]$$

$$\Gamma(\tilde{f}_i \to f' + \chi^\pm_k) = \frac{g^2 \lambda^{\frac{1}{2}}(m^2_{\tilde{f}_i}, m^2_{f'}, m^2_{\chi^\pm_k})}{16\pi m^3_{\tilde{f}_i}} \tag{5.2}$$

$$* \quad \left[\left((a^f_{ik})^2 + (b^f_{ik})^2\right)\left(m^2_{\tilde{f}_i} - m^2_{f'} - m^2_{\tilde{\chi}^\pm_k}\right) - 4a^f_{ik} b^f_{ik} m_{f'} m_{\tilde{\chi}^\pm_k}\right]$$

$$\Gamma(\tilde{f}_i \to W^\pm + \tilde{f}'_j) = \frac{g^2 (A^W_{\tilde{f}_i \tilde{f}'_j})^2 \lambda^{\frac{3}{2}}(m^2_{\tilde{f}_i}, m^2_W, m^2_{m_{\tilde{f}'_j}})}{16\pi m^2_W m^3_{\tilde{f}_i}} \tag{5.3}$$

$$\Gamma(\tilde{f}_i \to H^\pm + \tilde{f}'_j) = \frac{g^2 (C^H_{\tilde{f}_i \tilde{f}'_j})^2 \lambda^{\frac{1}{2}}(m^2_{\tilde{f}_i}, m^2_H, m^2_{\tilde{f}'_j})}{16\pi m^3_{\tilde{f}_i}} \tag{5.4}$$

$$\Gamma(\tilde{f}_2 \to Z + \tilde{f}_1) = \frac{g^2 \sin^2 2\theta_{\tilde{f}}\, \lambda^{\frac{3}{2}}(m^2_{\tilde{f}_2}, m^2_Z, m^2_{\tilde{f}_1})}{256\pi m^2_W m^3_{\tilde{f}_2}} \tag{5.5}$$

$$\Gamma(\tilde{f}_2 \to \Phi + \tilde{f}_1) = \frac{g^2 (B^{\tilde{f}}_\Phi)^2 \lambda^{\frac{1}{2}}(m^2_{\tilde{f}_2}, m^2_\Phi, m^2_{\tilde{f}_1})}{16\pi m^3_{\tilde{f}_2}} \tag{5.6}$$

avec $\lambda(x,y,z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$, les couplages sont donnés dans l'Appendice A.1. Dans l'eq. (5.6), Φ représente un boson de Higgs neutre h, H ou A. Dans le cas des sfermions des deux premières générations, seules les désintégrations en leurs partenaires fermioniques et des charginos ou des neutralinos sont possibles, puisqu'il n'y a pas d'ecart de masse important entre les masses des sfermions pour permettre les désintégrations en boson de jauge ou de Higgs. Les squarks peuvent aussi se désintégrer en un gluino et un quark:

$$\Gamma(\tilde{q}_1 \to \tilde{g} + q) = \frac{2\alpha_s \lambda^{\frac{1}{2}}(m^2_{\tilde{q}_1}, m^2_{\tilde{g}}, m^2_q)}{3\, m^3_{\tilde{q}_1}} \left(m^2_{\tilde{q}_1} - m^2_{\tilde{g}} - m^2_q + 2\sin 2\theta_{\tilde{q}}\, m_{\tilde{g}} m_q\right) \tag{5.7}$$

$$\Gamma(\tilde{q}_2 \to \tilde{g} + q) = \frac{2\alpha_s \lambda^{\frac{1}{2}}(m^2_{\tilde{q}_2}, m^2_{\tilde{g}}, m^2_q)}{3\, m^3_{\tilde{q}_2}} \left(m^2_{\tilde{q}_2} - m^2_{\tilde{g}} - m^2_q - 2\sin 2\theta_{\tilde{q}}\, m_{\tilde{g}} m_q\right) \tag{5.8}$$

Si les squarks sont plus légers que les gluinos, ils se désintégreront principalement en quark et neutralino, $\tilde{q}_i \to q\chi^0_j$ $[j = 1-4]$, ou en quarks et charginos, $\tilde{q}_i \to q'\chi^\pm_j$ $[j = 1-2]$. Si maintenant les squarks sont plus lourds que les gluinos, ils auront alors plutôt tendance à se désintégrer dans des états finaux de type quark-gluino. Ceci est principalement dû à la nature de l'interaction forte, comparée à l'interaction faible responsable de la désintégration en charginos ou neutralinos. En effet, $\alpha_s/\alpha \sim 10$, fait que le canal gluino sera un ordre de magnitude plus grand. Dans le cas contraire ($m_{\tilde{q}} < m_{\tilde{g}}$), les squarks "droits" se désintégreront (pour de petites valeurs des masses des quarks, i.e. pour les squarks des deux premières générations) uniquement en quarks et neutralinos, alors que les squarks "gauches" se désintégreront à la fois en charginos et en neutralinos.

5.1.2 Processus d'ordre supérieur : $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$

Nous allons, pour compléter notre discussion des désintégrations en deux corps, redonner les résultats de la Ref. [45] pour le processus de désintégration d'ordre supérieur $\tilde{t}_1 \to c+\chi_1^0$, qui est le seul mode en deux corps possible si le stop a une masse $m_{\tilde{t}_1} < m_t + m_{\chi_1^0}$ et $m_{\tilde{t}_1} < m_b + m_{\chi_1^+}$. Il a été mis en évidence que ce mode de désintégration est dominé par le mélange entre les squarks top et charm, qui est un phénomène apparaissant à l'ordre de la boucle. A la limite $m_c \to 0$, seul le squark charm gauche contribue à ce mélange. Dans la base de l'eq. (3.7), la matrice de mélange (respectivement de $\tilde{t}_1$–$\tilde{t}_2$–$\tilde{c}_L$) est donnée par

$$\mathcal{M}^2_{\tilde{t}_1\tilde{t}_2\tilde{c}_L} = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{t}_1} & 0 & \Delta_L\cos\theta_t + \Delta_R\sin\theta_t \\ 0 & m^2_{\tilde{t}_2} & -\Delta_L\sin\theta_t + \Delta_R\cos\theta_t \\ \Delta_L^*\cos\theta_t + \Delta_R^*\sin\theta_t & -\Delta_L^*\sin\theta_t + \Delta_R^*\cos\theta_t & m^2_{\tilde{c}_L} \end{pmatrix}, \tag{5.9}$$

où Δ_L et Δ_R représentent les termes de mélange $\tilde{t}_L - \tilde{c}_L$ ($\tilde{t}_R - \tilde{c}_L$) avec

$$\Delta_L = -\frac{g^2}{16\pi^2}\log\left(\frac{M_X^2}{m_W^2}\right)\frac{V_{tb}^*V_{cb}m_b^2}{2m_W^2\cos^2\beta}(M_Q^2 + M_D^2 + m_{H_1}^2 + A_b^2) \tag{5.10}$$

$$\Delta_R = \frac{g^2}{16\pi^2}\log\left(\frac{M_X^2}{m_W^2}\right)\frac{V_{tb}^*V_{cb}m_b^2}{2m_W^2\cos^2\beta}m_tA_b \tag{5.11}$$

Ici, M_X est une énergie élevée que l'on prendra comme étant l'échelle de Planck pour avoir un mixing maximal. $M_{\tilde{Q}}$, $M_{\tilde{D}}$ et m_{H_1} sont les termes de brisure douce SUSY des squarks et des Higgs (noter que dans le MSSM contraint, on a: $m^2_{H_1} = M_A^2\sin^2\beta - \cos 2\beta M_W^2 - \mu^2$), A_b le couplage trilinéaire dans le secteur des sbottoms, et V_{tb}, V_{cb} sont les éléments de la matrice CKM. On remarquera que l'on doit rester assez loin de la situation critique $A_b = 0$, sinon des termes d'ordre supérieur interviendraient dans le calcul de Δ_R. À Noter également que, dans cette approximation, $M_{\tilde{Q}}$, $M_{\tilde{D}}$, et m_{H_1} peuvent être calculés à n'importe quelle échelle, puisque l'erreur commise est d'un ordre supérieur. Ainsi, cette formule peut être considérée comme étant une estimation de l'ordre de grandeur du mélange. Pour cette raison, nous utiliserons la formule (5.13) comme un moyen de vérifier si ce mode de désintégration domine ou non sur les autres modes qui seront en concurrence avec lui.

La taille de la composante "charmée" du squark stop le plus léger $\tilde{t}_1$ est représentée par le paramètre ϵ donné par:

$$\epsilon = \frac{\Delta_L\cos\theta_t - \Delta_R\sin\theta_t}{m^2_{\tilde{c}_L} - m^2_{\tilde{t}_1}} \tag{5.12}$$

et dans le mode de désintégration, $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$, la composante de squark charmé du stop le plus léger se couple avec le quark charm et la LSP χ_1^0, et la largeur est donnée par

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0) = \frac{g^2}{16\pi}\epsilon^2|f^c_{L1}|^2 m_{\tilde{t}_1}\left(1 - \frac{m^2_{\chi_1^0}}{m_{\tilde{t}_1}}\right)^2 \tag{5.13}$$

où

$$f^c_{Lj} = \frac{-2\sqrt{2}}{3}\sin\theta_W N'_{j1} - \sqrt{2}(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W)\frac{N'_{j2}}{\cos\theta_W} \tag{5.14}$$

Les conditions pour avoir une grande valeur de ϵ se résument donc à : (i) $m_{\tilde{t}_1}$ et $m_{\tilde{c}_L}$ ont une taille comparable, (ii) tgβ devient suffisamment grand (et donc $\cos\beta$ petit) dopant ainsi les valeurs Δ_L et Δ_R, (iii) tg$\beta \sim \Delta_L/\Delta_R$, ce qui maximiserait les composantes $\mathcal{M}^2_{13}$ et $\mathcal{M}^2_{31}$ de la matrice de mélange $\mathcal{M}^2_{\tilde{t}_1\tilde{t}_2\tilde{c}_L}$, eq. (5.9) et (iv) les paramètres $M_{\tilde{Q}}$, $M_{\tilde{D}}$, M_{H_1} et A_b présents dans l'expression de Δ_L et Δ_R, sont grands. Une étude numérique détaillée de ce processus de désintégration, en comparaison avec d'autres modes d'ordre supérieur a été faite dans l'article joint dans l'Annexe **B.1**.

5.2 Désintégration en trois corps

Nous avons déjà vu auparavant que le fait que le quark top ait une masse élevée confère à ses partenaires supersymétriques (notamment le $\tilde{t}_1$) des propriétés phénoménologiques bien particulières. En effet, celui-ci peut même se révéler être plus léger que son partenaire standard, le quark top, alors que les limites expérimentales sur les autres squarks $\tilde{q}$ sont $m_{\tilde{q}} > 250$ GeV. En effet, alors que les autres squarks se désintègrent pratiquement automatiquement en quarks non massifs et en neutralino léger, χ_1^0 (ce qui est cinématiquement toujours accessible, puisque, dans le MSSM, le neutralino χ_1^0 est la particule supersymétrique la plus légère) , les canaux $\tilde{t}_i \to t\chi_1^0$ sont quant à eux cinématiquement fermés pour $m_{\tilde{t}_i} < m_t + m_{\chi_1^0}$. Si, en plus, on a $m_{\tilde{t}_i} < m_b + m_{\chi_1^+}$, les modes de désintégration $\tilde{t}_i \to b\chi_1^+$ ne sont pas accessibles, et le seul canal en deux corps alors ouvert serait $\tilde{t}_i \to c\chi_1^0$ que l'on a discuté auparavant. Un autre mode cinématiquement accessible serait le canal en quatre corps $\tilde{t}_i \to b\chi_1^0 f\overline{f'}$ que l'on discutera dans la section suivante.

Pour des squarks stop relativement plus lourds, les canaux de désintégration en trois corps :

$$\tilde{t}_i \to bW^+\chi_1^0 \quad , \quad bH^+\chi_1^0 \tag{5.15}$$

peuvent devenir accessibles si $m_{\tilde{t}_1} > m_b + M_W + m_{\chi_1^0}$ et $m_{\tilde{t}_1} > m_b + M_{H^\pm} + m_{\chi_1^0}$. Ces modes sont médiés par l'échange virtuel de quarks tops, des deux sbottoms $\tilde{b}_1$ et $\tilde{b}_2$ et des deux charginos $\chi_1^\pm$ et $\chi_2^\pm$; Fig 5.2a-b.

De plus, dans le cas où les sleptons sont plus légers que les squarks (ce qui est souvent le cas dans des modèles avec unification des masses scalaires à l'échelle GUT, comme SUGRA), les modes de désintégration :

$$\tilde{t}_i \to bl^+\tilde{\nu}_l \quad \text{et/ou} \quad b\tilde{l}^+\nu_l \tag{5.16}$$

médiés par l'échange virtuel des deux charginos $\chi_1^\pm$ et $\chi_2^\pm$ deviennent possibles; Fig 5.2c.

Comme le $\tilde{b}_1$ peut se révéler être le squark le plus léger pour des grandes valeurs de tgβ, un canal potentiellement accessible est la désintégration du squark en paires de fermion-antifermion et le sbottom le plus léger, via l'échange virtuel de bosons W et H^+:

$$\tilde{t}_i \to \tilde{b}_1 f\overline{f'} \tag{5.17}$$

Ces modes de désintégration en trois corps sont importants non seulement pour le squark stop le plus léger, mais aussi pour le plus lourd $\tilde{t}_2$. Pour ce dernier, une autre possibilité

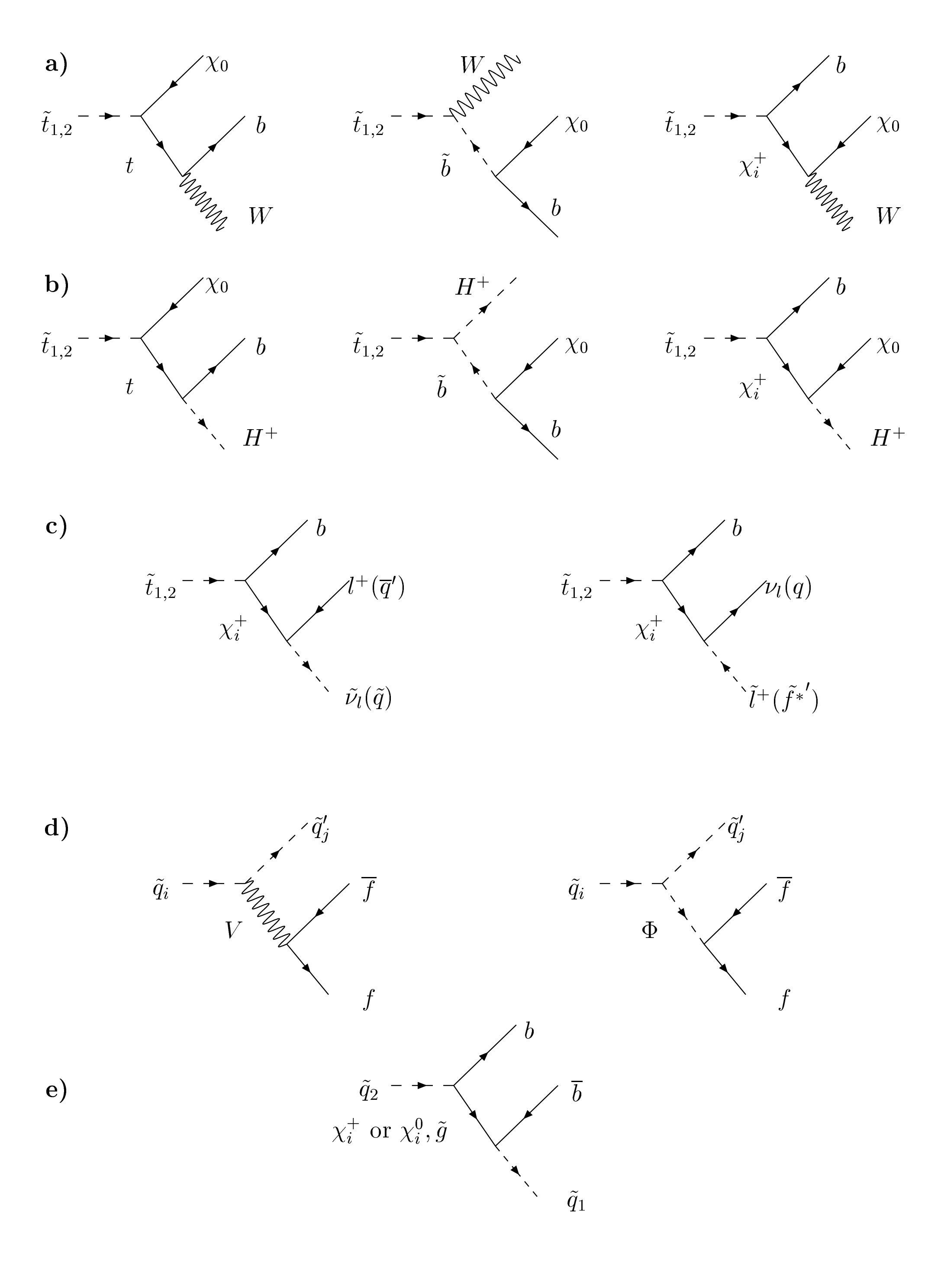


FIG. 5.2: *Diagrammes de Feynman pour les modes de désintégration en trois corps des squarks stop et sbottom*

serait la désintégration en son partenaire plus léger, $\tilde{t}_1$ et une paire de fermions (avec $f \neq b$) à travers l'échange d'un boson Z ou d'un boson de Higgs neutre (h, H, ou A),

$$\tilde{t}_2 \to \tilde{t}_1 f \bar{f} \quad (5.18)$$

Ces deux derniers modes sont également valables pour la désintégration d'un squark sbottom en squark stop (et vice versa), à travers cette fois ci l'échange d'un boson W ou d'un boson de Higgs chargé $H^\pm$. Pour les états finaux de type $b\bar{b}$, on doit inclure dans le canal $\tilde{t}_2 \to \tilde{t}_1 b\bar{b}$, la contribution des échanges de charginos $\chi^+_{1,2}$; c'est également le cas pour le processus $\tilde{b}_2 \to \tilde{b}_1 b\bar{b}$, où on a, en plus, l'échange virtuel de neutralinos et de gluinos. Ce mode est une généralisation des désintégrations des squarks de première et seconde génération en trois corps

$$\tilde{q} \to q\bar{b}\tilde{b}_1 \quad (5.19)$$

Il sera en compétition avec le canal à deux corps $\tilde{b}_2 \to b\chi^0_1$. En effet, cette voie est toujours ouverte puisque le χ^0_1 est considéré comme la LSP, mais le couplage b–$\tilde{b}_2$–χ^0_1 peut lui, être faible, permettant au mode en trois corps d'entrer en compétition.

Nous avons analysé de manière très détaillée tous ces modes de désintégration des sfermions en trois corps. Nous avons donné les expressions analytiques exactes pour les densités de Dalitz, i.e. les sections efficaces différentielles en fonction des énergies des fermions dans la voie finale, en incluant les masses des fermions standard finaux et nous avons obtenu des expressions analytiques exactes des largeurs de désintégration intégrées sur l'espace de phase dans le cas de fermions non–massifs. Nous avons montré que ces modes de désintégration, en particulier ceux des deux stops $\tilde{t}_1$ et $\tilde{t}_2$ peuvent être dominants dans une grande plage des paramètres du MSSM et qu'ils doivent être pris en compte dans les recherches experimentales. Les analyses détaillées de ces modes de désintégration et de leurs rapports d'embranchement peuvent être consultées dans les articles joints dans les Annexes **B.2** (pour les squarks des deux premières générations) et **B.3** (pour les stops et les sbottoms).

5.3 Désintégration en quatre corps du stop

Nous avons vu précédemment que dans le cas d'un stop très léger, le mode de désintégration principal attendu, parce que le seul cinématiquement accessible était le canal $\tilde{t}_1 \to c\chi^0_1$ [45]. Toutes les recherches des squarks stop au LEP et au Tevatron reposaient sur le fait que ce mode de désintégration était largement dominant. Cependant, un autre mode est possible, avec un espace de phase équivalent (à la petite différence de masse près $m_b - m_c \sim 3$ GeV):

$$\tilde{t}_1 \to b\chi^0_1 f\overline{f'} \quad (5.20)$$

Ce mode de désintégration s'effectue via l'échange virtuel de quarks top, de charginos, de sbottoms, sleptons, et de squarks des première et deuxième générations (voir les diagrammes de Feynman de la Figure 5.3), et est du même ordre de perturbation que le processus à une boucle $\tilde{t}_1 \to c\chi^0_1$, *i.e.* d'ordre ($\alpha^3$). En principe il peut donc exister une compétition entre ces deux canaux. Plusieurs estimations des rapport d'embranchements ont été faites dans la littérature [45, 66]. Celles-ci étaient approximatives et présupposaient la dominance d'un des

diagrammes constitutifs et les particules échangées étaient supposées être bien plus massives que le stop.

Nous avons au cours de notre travail de thèse revisité la désintégration du squark $\tilde{t}_1$ à la lumière des récentes limites expérimentales sur les masses des particules SUSY. Nous avons mené à terme le calcul complet des différents modes mis en jeu dans le processus, en tenant compte de tous les diagrammes de Feynman et des termes d'interférence. Nous avons montré que si la particule échangée ne se révélait pas trop virtuelle (*i.e.* pas beaucoup plus lourde que le stop $\tilde{t}_1$), le canal de désintégration en 4 corps peut dominer le processus à une boucle (5.13) dans une plage très grande de paramètres du MSSM. Ces résultats influenceront donc forcément les limites expérimentales sur la masse du $\tilde{t}_1$, puisque celles–ci ont toujours été basées sur l'hypothèse que le canal $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$ était le mode de désintégration principal. Nous avons inclus ces modes de désintégration dans le programme `SDECAY`. Les formules exactes des calculs correspondants sont renvoyées en Annexe **A.3**. Nous allons ici, juste résumer les principaux résultats obtenus, une analyse bien plus détaillée étant donnée dans l'article joint en Annexe **B.1**.

Le mode de désintégration $\tilde{t}_1 \to b\chi_1^0 f\overline{f'}$, survenant pour des masses de stop plus grandes que $m_b + m_{\chi_1^0}$ s'effectue via différents processus rassemblés dans la figure 5.3. Il existe tout d'abord le cas de l'échange d'un boson W [Fig 5.3a], suivi par l'échange de particules aussi virtuelles, comme le top, les sbottoms ou charginos. Un groupe de diagrammes équivalents est obtenu, simplement en échangeant le bosons W par un Higgs chargé H^+ [Fig 5.3b]. Il existe cependant un troisième type de diagrammes, ceux qui consistent en l'échange de sleptons ou des squarks des première et deuxième générations [Fig 5.5c]. Pour le calcul, nous avons tenu compte de la masse du quark b et des mélanges complets dans le cas des sfermions de la troisième génération. Nous avons alors intégré l'amplitude carrée sur l'espace de phase complet à quatre corps, en utilisant une routine de type Monte Carlo `RAMBO`, afin d'obtenir les largeurs partielles d'intégration.

Les différentes contributions peuvent se résumer comme suit:

L'échange de boson de Higgs chargé ne donnera pas des contributions très importantes. Tout d'abord puisque, suivant la relation du MSSM entre le boson de Higgs pseudoscalaire A et le boson de Higgs chargé $H^\pm$, $M_{H^\pm}^2 = M_A^2 + M_W^2$, $H^\pm$ a donc une virtualité bien plus grande que le boson W. De plus, la contribution est également supprimée par la petitesse des couplages de Yukawa du Higgs chargé aux fermions de l'état final.

L'échange de squarks contribue également peu au processus. En effet, ceux-ci sont en général bien plus massifs que le stop $\tilde{t}_1$ et leur virtualité est donc trop grande. Pour des grandes valeurs de tgβ on aurait pu s'attendre à une forte contribution de l'échange du squark bottom le plus léger $\tilde{b}_1$, mais dans ce cas, c'est le processus $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$, dont l'amplitude est proportionnelle à $1/\cos\beta \sim \text{tg}\beta$ qui prend le dessus.

L'échange du quark top quant à lui, devient vraiment important seulement si la masse du stop $\tilde{t}_1$ est de l'ordre de $m_t + m_{\chi_1^0}$ et donc pour des valeurs $m_{\tilde{t}_1} > 250$ GeV. Dans les cas qui nous intéresseront plus tard, cette contribution peut donc être négligée.

Par contre deux canaux peuvent donner des contributions substantielles: l'échange de slepton, puisque des staus avec des masses de l'ordre de 100 GeV sont encore permis expérimentalement, contrairement aux squarks, et l'échange du chargino χ_1^+, quand la virtualité

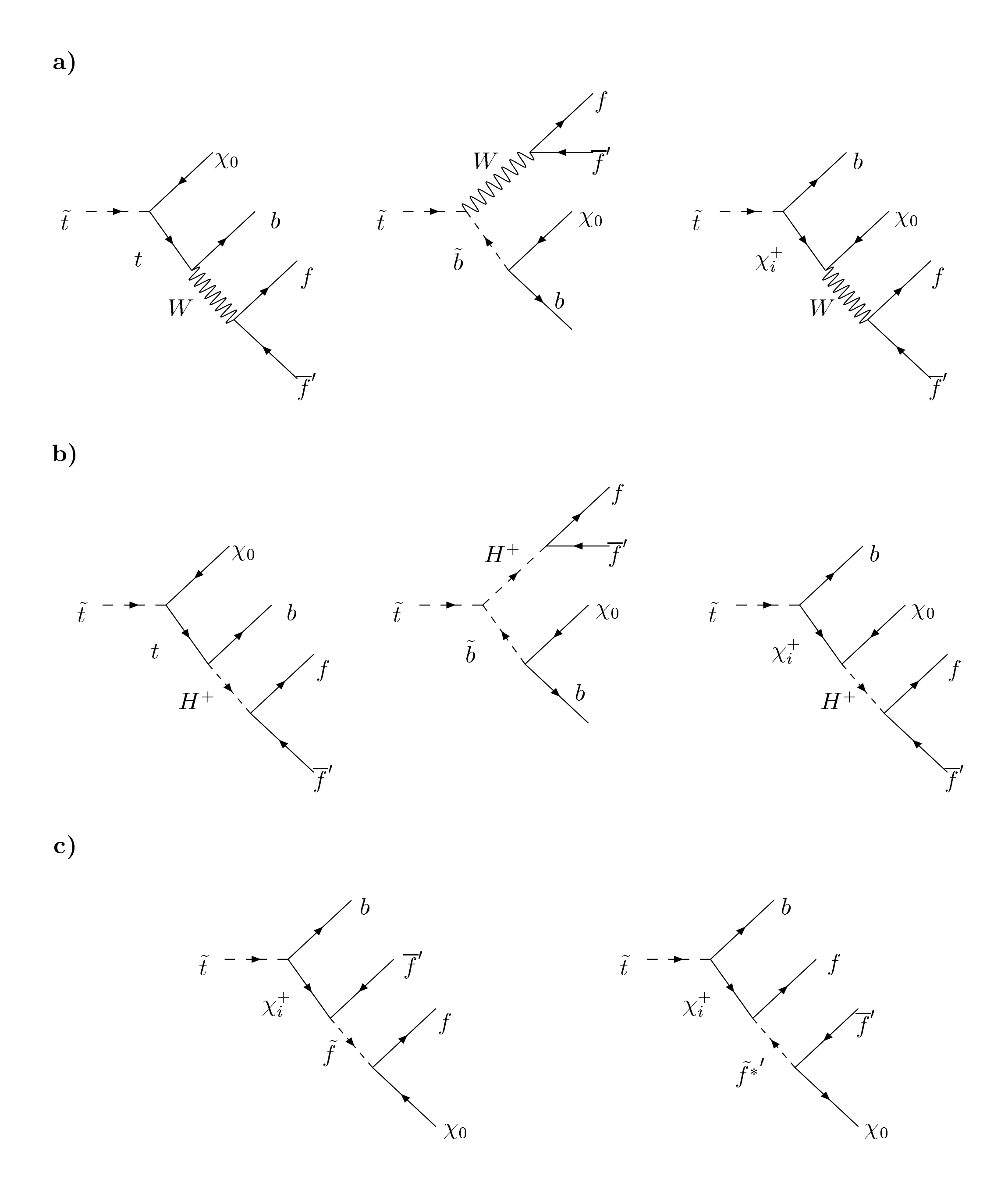


Fig. 5.3: *Diagrammes de Feynman pour les modes de désintégration en quatre corps du squark stop le plus léger* ($\tilde{t}_1$).

de ce dernier n'est pas trop grande. En particulier, pour un chargino χ_1^+ avec une masse de l'ordre de 100 GeV, ce processus peut dominer pour un stop aussi léger que $m_{\tilde{t}_1} \sim 80$ GeV (*i.e.* qui pourrait être produit à LEP2).

Ces résultats affecteront les recherches expérimentales du stop le plus léger, au Tevatron, LHC, ou dans un futur collisionneur linéaire. Cependant, la topologie du mode de désintégration en quatre corps est très similaire à celle du mode à trois corps étudié dans la section précédente: $\tilde{t}_1 \to bl'\tilde{l}^*$ et du mode à deux corps $\tilde{t}_1 \to b\chi_1^+$ qui ont déjà été regardés au Tevatron. Les extensions des recherches expérimentales au quatre corps devraient donc être menées assez rapidement. [Pour cela une collaboration a déjà eu lieu avec des équipes du LPNHE de Jussieu travaillant sur les expériences D0 et CDF; les travaux sont en cours].

5.4 Production et désintégration du stop au Tevatron

Au Tevatron, un stop léger peut soit être produit directement par paires au travers de la fusion gluon–gluon et l'annihilation quark/antiquark, $gg/q\overline{q} \to \tilde{t}_1\tilde{t}_1^*$ [64], ou via la désintégration du quark top $t \to \tilde{t}_i\chi_1^0$ [65] si celle ci est cinématiquement permise. À LEP2, les stops sont produits en paires, $e^+e^- \to \tilde{t}_1\tilde{t}_1^*$ si l'énergie du centre de masse est suffisante. La recherche expérimentale de cette particule dépendra essentiellement de ses modes de désintégration.

Nous avons vu précédemment qu'une masse de top élevée était la raison principale pour s'attendre à observer un $\tilde{t}_1$ léger. Cependant, ce dernier peut ne pas être la la particule supersymétrique la plus légère après la LSP. En effet, dans des modèles de type mSUGRA [59], où on suppose unification des masses scalaires (m_0) et des masses des jauginos ($M_{1/2}$) à l'échelle GUT, le partenaire supersymétrique le plus léger du lepton τ ($\tilde{\tau}_1$) peut devenir relativement léger pour des grandes valeurs de tgβ et μ. Ceci pourrait modifier de manière significative le profil des modes de désintégration du $\tilde{t}_1$.

En effet, si le $\tilde{\tau}_1$ est plus léger que le stop $\tilde{t}_1$, le canal $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\tau}_1\nu_\tau$ sera cinématiquement accessible et dominera le mode $c\chi_1^0$ [60]. Pour des masses de $\tilde{t}_1$ même plus grandes, le canal deux corps $\tilde{t}_1 \to b\chi_1^+$ s'ouvrira et dominera tous les autres modes. Et si, de plus, $m_{\tilde{\tau}_1} < m_{\chi_1^+}$, le chargino se désintégrera préférentiellement en $\chi_1^+ \to \tilde{\tau}_1\nu_\tau$, le $\tilde{\tau}_1$ se désintégrant lui même en $\tau\chi_1^0$ [61]. En fait, même si $m_{\tilde{\tau}_1} > m_{\tilde{t}_1}$ la contribution des diagrammes comprenant l'échange d'un $\tilde{\tau}_1$ dans le mode de désintégration en 4 corps sera dominant puisque la virtualité du $\tilde{\tau}_1$ sera plus faible; l'état final $\tilde{t}_1 \to b\chi_1^0\tau\nu_\tau$ sera donc le plus important de tous.

Ainsi, pour des grandes valeurs de tgβ et pour une masse du stop entre 100 et 200 GeV (*i.e.* pour un stop accessible au Tevatron Run II), le mode de désintégration dominant pour le $\tilde{t}_1$ sera en un quark b, le neutralino LSP et des paires de $\tau\nu_\tau$, c'est à dire un état final consistant en un quark b, un lepton τ et de l'énergie perdue (provenant de la LSP et du neutrino). Cette topologie est bien différente de celle utilisée jusqu'à présent pour la recherche des paires de stop au Tevatron : deux jets acoplanaires et de l'énergie manquante pour le mode $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$, un lepton plus de l'énergie manquante pour le mode $\tilde{t}_1 \to b\chi_1^+ \to b\chi_1^0W \to b\chi_1^0\nu + e/\mu$ (le W se désintégrant hadroniquement), et deux leptons, une paire de quarks $b\overline{b}$ et de l'énergie manquante pour le mode $\tilde{t}_1 \to bl\tilde{\nu}$ avec $l = e/\nu$ [62] où le sneutrino de désintègre de manière invisible en neutralino LSP et neutrino.

Nous avons donc regardé ici les perspectives de découverte du $\tilde{t}_1$ au Tevatron Run II dans le canal de désintégration $b\tau + E_{\rm miss}$, puisque dans le régime à grand tgβ, les stops accessibles au Run II avec 100 GeV $\leq m_{\tilde{t}_1} \leq$ 200 GeV, se désintégreront préférentiellement en quark bottom, leptons τ et beaucoup d'énergie manquante due aux neutrinos et neutralinos échappant à la détection. Nous avons également fait une estimation des bruits de fond en supposant pour cela qu'un des leptons τ se désintégrait hadroniquement, le second leptoniquement et que le quark b était "taggé". Nous avons montré que ce signal donnait des nombres d'évènements assez importants et qu'ils peuvent être au dessus du bruit de fond (venant principalement de la production de paire de quark top dans le canal $p\overline{p} \to t\overline{t} \to b\overline{b}\tau l + \nu\overline{\nu}$). Cette étude a fait l'objet d'un article inclus dans l'Annexe **B.5** qu'on pourra consulter pour plus de détails.

Chapitre 6

Désintégration des Jauginos

Dans le MSSM, les neutralinos les plus légers χ_1^0, χ_2^0, et le chargino $\chi_1^\pm$, qui sont des mélanges de higgsinos et de jauginos, sont supposés être les particules supersymétriques les plus légères. Dans les modèles où les masses des jauginos sont unifiées à l'échelle de Grande Unification, les masses de ces particules sont telles que : $m_{\chi_2^0} \sim m_{\chi_1^\pm} \sim 2m_{\chi_1^0}$, si elles sont de type jaugino, ou $m_{\chi_2^0} \sim m_{\chi_1^\pm} \sim m_{\chi_1^0}$ si elles sont de nature higgsino. De ce fait, les états χ_2^0 et χ_1^+ ne sont pas beaucoup plus lourds que la LSP, et pourraient donc être les premières particules supersymétriques découvertes. La recherche de ces sparticules est donc un objectif affirmé des collisionneurs présents et futurs, et une étude détaillée des propriétés de leurs modes de production et de désintégration se révèle dès lors indispensable pour reconstruire le Lagrangien SUSY à basse énergie et dériver les structures de la théorie à haute énergie.

Dans ce chapitre nous allons brièvement discuter des désintégrations en deux et en trois corps des charginos et des neutralinos dans le MSSM. Nous allons dans un premier temps, rappeler les formules donnant les largeurs de désintégration en deux corps de façon générique, c'est à dire en ne différenciant pas le type de particule. Ensuite, nous discuterons de la désintégration en trois corps du chargino le plus léger $\chi_1^\pm$ et du second neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_2^0$. Le cas des modes de désintégration du gluino sera discuté à part. Finalement, nous analyserons la désintégration des charginos et neutralinos lourds en charginos et neutralinos plus légers et en bosons de Higgs chargés. Notons que nous appellerons, pour simplifier, les charginos et neutralinos "jauginos" même si évidemment ils ont des composantes higgsinos.

6.1 Désintégrations à deux corps

Si l'espace de phase le permet, les charginos et neutralinos les plus lourds se désintègrent principalement en charginos ou neutralinos plus légers et en bosons de jauge ou de Higgs; si les sfermions sont légers, une autre possibilité est la désintégration en une paire de sfermion–fermion, voir Figure 6.1.

Dans les largeurs de désintégration en deux corps données ci–dessous, la particule initiale est considérée comme étant un chargino ($\chi_{i=1,2}^+$) ou neutralino lourd ($\chi_{i=2,3,4}^0$), le neutralino le plus léger χ_1^0 étant considéré comme la LSP sera stable. Dans ces formules ($\tilde{f}_j f$) représente génériquement un (s)fermion toute génération confondue, et V (H_k) un boson de jauge

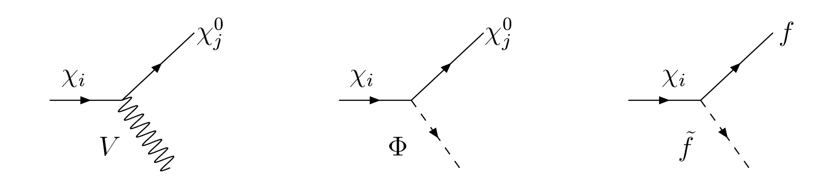


FIG. 6.1: *Diagrammes de Feynman pour la désintégration des charginos et neutralinos en deux corps.*

(Higgs) de type W/Z $(h, H, A/H^{\pm})$ selon qu'on ait un chargino ou un neutralino. On aura pour les différents canaux de désintégration, les largeurs suivantes:

$$\begin{aligned}\Gamma(\chi_i \to f + \tilde{f}^*) &= \frac{\alpha N_c}{8m_{\chi_i}^3}\Big\{\Big[(a_{ij}^f)^2 + (b_{ij}^f)^2\Big](m_{\chi_i}^2 - m_{\tilde{f}_j}^2 + m_f^2) \\ &\quad +4a_{ij}^f b_{ij}^f m_f m_{\chi_i}\Big\}\lambda^{\frac{1}{2}}(m_{\chi_i}^2, m_f^2, m_{\tilde{f}_j}^2) \qquad (6.1)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Gamma(\chi_i \to \chi_j + V) = \frac{\alpha}{8m_{\chi_i}^3}\lambda^{\frac{1}{2}}(m_{\chi_i}^2, m_{\chi_j}^2, m_V^2)\Big\{-12m_{\chi_i}m_{\chi_j}G_{jiV}^L G_{jiV}^R \qquad (6.2) \\ +\Big[(G_{jiV}^L)^2 + (G_{jiV}^R)^2\Big]\Big((m_{\chi_j}^2 + m_{\chi_i}^2 - m_V^2) + (m_{\chi_i}^2 + m_V^2 - m_{\chi_j}^2)(m_{\chi_i}^2 - m_{\chi_j}^2 - m_V^2)/m_V^2\Big)\Big\}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Gamma(\chi_i \to \chi_j + H_k) &= \frac{\alpha}{8m_{\chi_i}^3}\lambda^{\frac{1}{2}}(m_{\chi_i}^2, m_{\chi_j}^2, m_{H_k}^2)\Big\{\Big[(G_{jik}^L)^2 + (G_{jik}^R)^2\Big]\Big(m_{\chi_i}^2 + m_{\chi_j}^2 - m_{H_k}^2\Big) \\ &\quad +4G_{jik}^L G_{jik}^R m_{\chi_i} m_{\chi_j}\Big\} \qquad (6.3)\end{aligned}$$

avec $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$ et les différents couplages qui interviennent sont donnés en Annexe A1.

Les rapports d'embranchement des jauginos lourds χ_2^+ et $\chi_{3,4}^0$ en jauginos plus légers χ_1^+ et $\chi_{1,2}^0$ et bosons de jauge ou de Higgs sont discutés dans l'article de l'Annexe **B.6**. En particulier, les deux scénarii, limites de type jaugino et de type higgsino y sont analysés. Les squarks et les sleptons sont supposés être trop lourds pour y jouer un rôle important. Dans l'analyse de ces modes de désintégration, il est important de d'abord discuter les couplages des charginos/neutralinos aux bosons de jauge et de Higgs.

Le boson de Higgs couple préférentiellement au mélange jaugino–higgsino. Celà signifie que dans les régions de type jaugino ou de type higgsino, les couplages qui impliquent des états lourds et légers de chargino/neutralino sont maximaux, alors que ceux n'impliquant que des états de type "ino" lourds ou légers sont supprimés d'un facteur M_2/μ pour $|\mu| \gg M_2$ ou d'un facteur μ/M_2 pour $|\mu| \ll M_2$. A l'inverse, les couplages des bosons de jauge aux charginos et neutralinos sont uniquement importants pour des états de type higgsino. Donc, en principe le chargino le plus lourd (qu'il soit de type higgsino ou jaugino) et les neutralinos $\chi_{3,4}^0$ se désintégreront principalement, si l'espace de phase le permet, en bosons de Higgs et les états χ plus légers.

Cependant, dans la limite asymptotique où les masses des chargino et neutralinos les plus lourds sont très grandes, $m_{\chi_i} \gg m_{\chi_j}, M_{H_k}, M_V$, les largeurs de désintégration en bosons de Higgs augmentent comme m_{χ_i},

$$\Gamma(\chi_i \to \chi_j H_k) \sim \frac{1}{8}\alpha m_{\chi_i}\left[(G^L_{ijk})^2 + (G^R_{ijk})^2\right] \tag{6.4}$$

Alors que les largeurs de désintégration en bosons de jauge poussent comme $m^3_{\chi_i}$

$$\Gamma(\chi_i \to \chi_j V) \sim \frac{\alpha m^3_{\chi_i}}{8M_V^2}\left[(G^L_{ijV})^2 + (G^R_{ijV})^2\right] \tag{6.5}$$

Ceci est principalement dû à la composante longitudinale des propagateurs des bosons de jauge qui introduit une puissance supplémentaire dans l'amplitude de désintégration. La suppression du couplage $(G^{L,R}_{ijV})^2$ par un facteur $(\mu/M_2)^2$ ou $(M_2/\mu)^2$ suivant si l'on est dans une région de type jaugino ou higgsino sera compensée par un facteur m^2_χ/M^2_Z provenant de l'élément de matrice au carré. Les rapports d'embranchement pour les désintégrations des χ lourds en χ plus légers et bosons de Higgs ou de jauge auront le même ordre de grandeur. Evidemment, comme d'habitude, les courants chargés domineront les modes à courants neutres.

6.2 Désintégrations en trois corps

Au cours de ce travail de thèse, nous avons mené à bien une analyse complète des modes de désintégration en trois corps des charginos et neutralinos dans le MSSM. Nous nous sommes plus particulièrement concentrés sur les modes de désintégration en trois corps du χ^0_2 et du χ^+_1 en LSP et deux fermions, incluant les diagrammes d'échange de bosons vectoriels, de Higgs, et de sfermions, tout en tenant compte du mélange dans le cas de la troisième génération. Nous avons également tenu compte des corrections radiatives aux masses des fermions lourds (qui entrent dans les couplages de Yukawa et dans le spectre de masse des sfermions) et aux termes de brisure SUSY. Nous avons donné les formules analytiques complètes pour les largeurs différentielles, et pour leur forme intégrée dans le cas où les fermions dans l'état final se révèlent être non–massifs. Nous avons aussi, dans un deuxième temps, inclus dans nos calculs les masses des fermions dans l'état final et la polarisation des neutralinos dans le calcul de nos éléments de matrice. Notre étude a couvert des scénarii à large tgβ, et des modèles non unifiés à l'échelle GUT, de nouveaux modes de désintégration devenant ainsi accessibles.

Les diagrammes de Feynman pour les processus de désintégration des jauginos en trois corps, $\chi_i \to \chi^0_j f f'$, où χ_i est le représentant générique d'un chargino ou d'un neutralino sont donnés dans la figure 6.2. Ces modes de désintégration se font via l'échange de bosons de jauge virtuels (de type W pour χ^+_1 et Z pour χ^0_2), bosons de Higgs (H^+ pour χ^+_1 et h, H, A pour χ^0_2), ainsi que par l'intermédiaire de sfermions (dans la voie t comme dans la voie u), en particulier ceux de la troisième génération ($\tilde{\tau}_1$ pour χ^+_1 et $\tilde{\tau}_1$, $\tilde{b}_1$ pour χ^0_2).

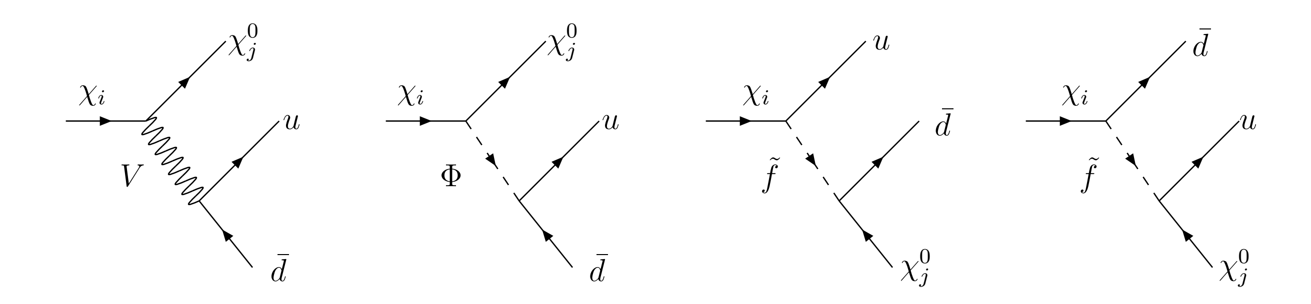


Figure 6.2: Diagrammes de Feynman génériques contribuant à la désintégration des charginos et neutralinos en la LSP et deux fermions.

Nous donnons dans l'article joint en Annexe **B.4** les formules des largeurs pour les différents canaux qui entrent en ligne de compte dans ce type de désintégration, sous leur forme non intégrée d'abord, en fonction de $x_1 = 2E_1/M_\chi$, $x_2 = 2E_2/M_\chi$, où E_1 et E_2 représentent les énergies des deux particules fermioniques standards en voie finale, et M_χ la masse du jaugino qui se désintègre. Lorsque les deux particules standards dans l'état final sont non-massives, on peut assez facilement intégrer la largeur sur l'espace de phase. Toutefois, nous avons pris soin de considérer [après s'être bien sûr assuré de la validité numérique de cette hypothèse], la masse du quark bottom comme étant nulle dans l'espace de phase, mais nous l'avons conservée lorsqu'elle apparaissait dans les couplages aux particules supersymétriques et de Higgs. En effet, suivant les valeurs de tgβ, il se peut que le couplage de Yukawa y_b devienne important, et ce, malgré la petitesse de la masse du quark b. La même remarque est valide en ce qui concerne les angles de mélange du squark sbottom ou du slepton stau. Pour des valeurs élevées de tgβ, ceux-ci peuvent devenir importants et même se révéler déterminants dans les différents modes de désintégrations qui entrent en ligne de compte. Les formules de ces différents processus, une fois intégrées sur l'espace des phases ont été comparées à la valeur donnée par l'intégration numérique.

Nous avons mis en évidence l'influence non négligeable (que les auteurs de la référence [47] avaient déjà remarqué par le passé dans un cas particulier) de l'échange des bosons de Higgs , même pour des valeurs de tg β relativement faibles. Cette influence est quantifiable, et elle introduit une grande différence entre les rapports d'embranchement, par exemple pour des Higgs légers ($M_A \sim 100$ GeV) ou lourds ($M_A \sim 500$ GeV). Il devient alors clair que la contribution "échange de Higgs virtuel" devient la contribution dominante pour des tgβ grands, de l'ordre de 50. De plus, nous avons souligné l'importance de l'échange des sfermions de la troisième génération, $\tilde{\tau}_1$ pour la désintégration du χ_1^+, $\tilde{\tau}_1$ et surtout $\tilde{b}_1$ dans le cas du χ_2^0. En effet, à cause du fort mélange à grandes valeurs de tgβ, les sfermions $\tilde{\tau}_1$ et $\tilde{b}_1$ deviennent légers et leur virtualité dans les propagateurs plus petite, renforçant de ce fait ces canaux. Ceci devient encore plus remarquable pour des valeurs de tgβ élevées, où les canaux de désintégration en 2 corps $\chi^+ \to \tilde{\tau}_1\nu$ ou $\chi_2^0 \to \tilde{b}_1\overline{b}$ par exemple, entrent en compétition, le sfermion échangé se trouvant alors sur sa couche de masse. L'influence du paramètre μ

est également non négligeable, puisque c'est le terme non-diagonal le plus important dans la matrice de masse des sfermions (3.1). Il est intéressant de remarquer que même pour des valeurs de $m_{\tilde{b}_1}$ relativement élevées, le processus à trois corps avec bottom en voie finale reste dominant dans le cas de la désintégration du neutralino χ_2^0.

Le résultat principal de notre étude est donc que les canaux de désintégration avec des états finaux impliquant des fermions de la troisième génération (plus particulièrement les b et τ) sont des états finaux qui deviennent favorisés. Ceci rend donc la recherche des particules SUSY moins évidente que prévue. En effet, un étiquetage des quarks b, et l'identification des leptons tau devient une nécessité absolue, en particulier dans les collisionneurs hadroniques de type Tevatron ou LHC. Nous avons illustré ceci dans des scénarii de type mSUGRA où les masses des jauginos sont unifiées à l'échelle GUT, mais également dans des scénarii où les conditions aux limites pour les binos et les winos sont différentes, menant par voie de conséquence à un spectre de masse complètement différent.

Dans des modèles sans unification des masses des jauginos à l'échelle de Grande Unification, le chargino le plus léger et le neutralino χ_2^0 peuvent se révéler être plus lourds que le gluino. Dans ce cas les modes de désintégration en trois corps :

$$\chi_i \to \tilde{g} u \bar{d} \tag{6.6}$$

avec $\chi_i \equiv \chi_1^{\pm}$ ou χ_2^0, sont cinématiquement accessibles. Les formules de ces processus sont données dans l'article joint en annexe **B.4**. Nous avons montré que dans certains modèles non universels ce mode de désintégration pouvait devenir dominant pour des grandes valeurs de tgβ.

6.3 Désintégration du gluino

Si les gluinos sont plus légers que les squarks, ils se désintégreront principalement au travers de l'échange de squarks virtuels, en quarks et charginos/neutralinos; si le sbottom le plus léger $\tilde{b}_1$ est le squark le plus léger, sa virtualité sera la plus faible, amenant donc la dominance des modes [72] $b\bar{b}\chi_j^0$:

$$\tilde{g} \to b\tilde{b}^*, \quad \bar{b}\tilde{b} \to b\bar{b}\chi_j^0 \quad \text{et/ou} \quad bt\chi_j^{\pm} \tag{6.7}$$

Nous avons montré [53] que pour des scénarii à haute tgβ, de nombreux états finaux avec des quarks b à la sortie étaient attendus. De plus, nous avons étendu l'analyse à des modèles non universels, et montré qu'il était souvent bien facile de les distinguer suivant leur rapport d'embranchement du gluino en $b\bar{b}\chi_j^0$. Pour les détails sur la désintégration du gluino voir l'article joint en Annexe **B.2**.

6.4 Production de Higgs chargés au LHC

La signature la plus évidente de la présence d'un secteur de Higgs étendu, en comparaison au Modèle Standard, est la découverte d'un boson de Higgs chargé. Nous avons vu

précédemment que dans mSUGRA, les bosons de Higgs $H^{\pm}$, H et A ont tendance à être lourds, avec des masses de l'ordre des quelques centaines de GeV. Ceux-ci ne seront donc cinématiquement accessibles qu'au LHC ou dans un futur collisionneur linéaire e^+e^-.

La découverte d'un Higgs chargé au LHC à partir des processus standard est peu évidente. Ceci est principalement dû à la forme des couplages du boson de Higgs chargé aux fermions :

$$\frac{g}{\sqrt{2}M_W} H^+ \left[\cot\beta m_u + \mathrm{tg}\beta m_d\right] \tag{6.8}$$

Les seuls couplages au boson de Higgs chargé qui se révèlent donc être importants sont ceux aux quarks top et bottom en particulier pour tgβ petit (~ 1) ou grand ($\sim m_t/m_b$).

Un boson de Higgs chargé léger peut être recherché au Tevatron à partir du processus $p\bar{p} \to t\bar{t}$, avec au moins un des quarks top qui se désintègre selon $t \to H^+b$, produisant de ce fait un surplus de leptons τ venant du canal $H^{\pm} \to \tau^{\pm}\nu$ une sorte de "brisure" de l'universalité $e - \mu - \tau$. Pour des valeurs de tgβ suffisamment faibles ou fortes, le rapport d'embranchement BR($t \to H^{\pm}b$) est important et permettra une détection du signal au Tevatron [67]. Le cas où tgβ prend des valeurs intermédiaires est déjà beaucoup plus délicat et un boson de Higgs chargé pourrait alors échapper au Tevatron.

Pour un boson de Higgs chargé plus lourd que le quark top, les deux mécanismes de production les plus importants sont [68]:

$$\begin{aligned} pp &\to gb(g\bar{b}) \to tH^-(\bar{t}H^+) \\ pp &\to gg/q\bar{q} \to tH^-\bar{b} + \bar{t}H^+b \end{aligned} \tag{6.9}$$

Cependant, les sections efficaces associées sont relativement faibles et atteignent difficilement le picobarn pour un boson de Higgs chargé de 200 GeV. Par exemple, pour tgβ=10, la section efficace est au dessous du niveau du femtobarn pour $M_{H^{\pm}} \sim 250$ GeV.

Les autres mécanismes de production dans les collisionneurs hadroniques sont (i) de type Drell-Yan pour une production de paire au travers de l'échange d'un boson γ ou Z, $q\bar{q} \to H^+H^-$ [69] (ii) le processus de fusion gluon-gluon, $gg \to H^+H^-$ [70] et (iii) les processus de production de paires associées, $q\bar{q}, gg, \to H^{\pm}W^{\pm}$ [71]. Cependant, ces processus sont très faibles au LHC. Les sections efficaces sont de l'ordre du femtobarn et se révèlent donc être trop petites pour un environnement hadronique comme celui du LHC.

Nous avons montré (voir l'article en Annexe **B.6**) qu'il existait cependant une source potentiellement grande de production de bosons de Higgs chargés au LHC : la désintégration en cascade des squarks et gluinos, qui, quant à eux, sont massivement produits lors des collisions de type pp, grâce à l'intéraction forte. Les squarks et les gluinos peuvent alors se désintégrer en charginos et neutralinos lourds et, si l'espace de phase est suffisant, ces derniers peuvent à leur tour se désintégrer en chargino/neutralino les plus légers et bosons de Higgs chargés :

$$\begin{aligned} pp \to \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{g} &\to \chi_2^{\pm}, \chi_3^0, \chi_4^0 + X \\ &\to \chi_1^{\pm}, \chi_2^0, \chi_1^0 + H^{\pm} + X \end{aligned} \tag{6.10}$$

Nous avons donc analysé les modes de désintégrations en cascade des quarks et des gluinos dans le cadre du MSSM, qui seront abondamment produit au LHC. Nous avons

ainsi montré que les rapports d'embranchements pouvait ne pas être négligeable. Les taux de production de ces bosons de Higgs peuvent se révéler beaucoup plus grands que ceux provenant des mécanismes directs, en particulier pour des valeurs de tgβ intermédiaires où leur taux de production direct (production associée avec un quark bottom, ou états finaux tb) est relativement faible, permettant ainsi la découverte de ces particules.

Nous avons également regardé la production de boson de Higgs chargé à travers la désintégration direct des squarks lourds de la troisième génération en leurs partenaires plus légers (avec $\tilde{q},\ \tilde{q}' = \tilde{t},\ \tilde{b}$):

$$\tilde{q} \to \tilde{q}' H^{\pm} \tag{6.11}$$

où à travers la désintégration directe du gluino en quarks lourds, leurs partenaires scalaires et un boson $H^{\pm}$ (avec $\tilde{q} = \tilde{t},\ \tilde{b}$) :

$$\tilde{g} \to q' \tilde{q} H^{\pm} \tag{6.12}$$

Dans des régions de paramètres favorables, les rapports d'embranchements de ces processus, en particulier le dernier, peuvent être suffisamment grands pour permettre la détection d'un boson de Higgs chargé. En ce qui concerne la désintégration du gluino, la situation est même plus favorable lorsque le canal $t \to bH^+$ est cinématiquement ouvert, amenant de ce fait un surplus d'événements comparé au cas $pp \to t\bar{t} \to H^{\pm} + X$.

Ainsi, il existe une source supplémentaire de bosons de Higgs chargés au LHC avec des signaux de détection intéressants dans la plupart des cas, puisque les états finaux contiennent de l'énergie manquante, plusieurs leptons (provenant des cascades), et des saveurs lourdes (quarks b et t). Ces signaux seront une aide précieuse pour la détection de ces particules dans l'environnement difficile des collisionneurs hadroniques.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Nous allons ici donner quelques mots de conclusion sur le travail qui a été effectué durant ces trois dernières années de thèse au Laboratoire de Physique Mathématique et Théorique de l'Université de Montpellier II, et mettre en avant des idées de perspectives faisant suite aux études menées jusqu'à présent.

Nous avons étudié tous les modes de désintégration des particules supersymétriques, charginos, neutralinos, gluinos, squarks et sleptons, et comparé les modes entre eux, et ceci dans le cas le plus général possible. Nous avons tenu compte de tous les canaux de désintégration, en particulier ceux en trois corps pour les charginos, neutralinos, gluinos et les quarks de la troisième génération, et les canaux à quatre corps pour le stop le plus léger, qui n'avaient pas fait l'objet d'études détaillées auparavant.

Nous avons pris en compte tous les aspects qui compliquent les analyses phénoménologiques dans le cadre du MSSM où un nombre élevé de paramètres libres entre en jeu: tous les diagrammes de Feynman dans un processus de désintégration donné (près de 10 diagrammes, par exemple, dans le cas de la désintégration en quatre corps du stop) en particulier ceux impliquant les bosons de Higgs du MSSM, le mélange dans le secteur sfermionique de la troisième génération, les corrections radiatives dominantes à certains paramètres comme les couplages de Yukawa ou les masses des particules SUSY. Dans certains cas, nous avons aussi tenu compte de la masse des fermions standard dans l'état final et de la polarisation des particules SUSY qui se désintègrent. Nous avons calculé exactement les largeurs différentielles de désintégration et dans les cas ou les fermions dans l'état final sont non–massifs, les largeurs partielles intégrées exactes. Toutefois, pour les désintégrations à quatre corps, à cause de la complexité de l'état final, l'intégrale sur l'espace de phase a été faite numériquement.

Nous avons par la suite mis au point un code `Fortran`, appelé `SDECAY`, qui permet une analyse numérique détaillée de tous les processus en jeu et dans pratiquement tous les cas de figure (en particulier pour des valeurs de tgβ qui étaient jusqu'à présent ignorées, ou très peu regardées). Ce programme, bien que plus complet que ceux existant dans la littérature (en particulier, parce qu'il traite de processus que nous avons nous mêmes proposés, tels que les désintégrations d'ordre supérieur des squarks stops), peut encore être amélioré. En effet, il est entre autres prévu une interface avec un programme également développé à Montpellier, `SUSPECT`, qui permet de calculer le spectre SUSY complet, avec un nombre de scénarii bien plus grand que ce que contient pour l'instant `SDECAY`; de plus, ses fichiers de

sorties se présenteront comme ceux du programme `ISASUSY` qui calcule également les largeurs de désintégration des particules SUSY et qui est le plus utilisé par les expérimentateurs (pour l'instant). L'utilisation de notre code par les collaborations expérimentales et la comparaison entre les deux programmes en sera facilitée.

Utilisant nos analyses pour les désintégrations, nous avons également étudié les perspectives de découverte de particules supersymétriques dans les collisionneurs hadroniques, présents et futurs. En particulier, nous avons analysé les perspectives de détection du squark $\tilde{t}_1$ pour le Run II du Tevatron, et montré qu'un stop léger avec une masse comprise entre 100 et 200 GeV (et donc accessible cinématiquement au Tevatron) se désintégrera la plupart du temps en neutralino LSP, un quark b et une paire de leptons $\tau\nu_\tau$, soit directement soit via des cascades. Nous avons montré, en analysant le signal et les différents bruits de fond et en imposant des coupures expérimentales raisonnables, qu'un tel squark $\tilde{t_1}$ est tout à fait accessible dans le canal $b\bar{b}\tau^+\tau^-$ et énergie manquante.

Finalement, nous avons aussi regardé la possibilité de trouver en nombre des bosons de Higgs chargés au LHC, via des cascades impliquant la désintégration des quarks et gluinos, abondamment produits dans les collisionneurs hadroniques puisqu'ils se couplent fortement aux quarks et aux gluons. Ces squarks et gluinos se désintègrent en charginos et neutralinos lourds, qui ensuite, si l'espace de phase le permet, se désintégreront en neutralinos et charginos légers et des bosons de Higgs chargés. Nous avons montré que les produits sections efficaces fois rapports d'embranchement permettent d'avoir un grand nombre de particules $H^\pm$ pour les luminosités envisagées au LHC. Les nombres d'événements sont supérieurs, dans bien des cas, à ceux de la production directe dans les collisions pp.

Toutes ces analyses ont fait l'objet de six publications dans des revues, que nous joignons dans l'Annexe **B**, et de deux publications dans des comptes rendus de workshops. De plus, le manuel d'utilisation du code Fortran `SDECAY` fera l'objet d'un article qui sera soumis pour publication dans la revue "Communications in Computer Science for Physicists".

Les analyses présentées dans cette thèse peuvent être étendues de plusieurs manières. En particulier, les modes de désintégration des particules supersymétriques pourraient être analysés de manière systématique dans les modèles suivants:

– D'autres MSSM contraints, comme par exemple les modèles dits d'"Anomaly mediated SUSY breaking" ou les modèles de "Focus Point".

– Le NMSSM: i.e. le MSSM étendu avec un singulet de Higgs. Puisque nous possédons déjà les outils analytiques et numériques adéquats (voir l'article en Annexe **C**), il serait intéressant de refaire l'analyse et d'étudier en particulier, les implications phénoménologiques du singulet de jauge dans les désintégrations (nouvelles cascades, etc..).

– Modèles avec violation de CP: qui pourraient changer de manière substantielle les couplages (qui deviendraient complexes) et les masses des particules SUSY, et par là, les différentes largeurs de désintégration et donc les rapports d'embranchement.

– Modèles avec violation de la R–parité: où l'on pourrait introduire pour les particules SUSY légères, en général le neutralino ou le stau les plus légers, des couplages violant R_p et étudier les poids respectifs des différents modes de désintégration.

Annexe A

Appendices

A.1 Le Lagrangien et les couplages

A.1.1 Le Lagrangien du MSSM

La partie du Lagrangien du MSSM nécessaire à notre étude s'écrit:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_I &= e \sum_{f=\tau,\nu_\tau,b,t} \left[\bar{f}' \left(b^f_{ji} P_L + a^f_{ji} P_R \right) \chi_i \tilde{f}_j + h.c. \right] \\
&+ e \left[J^-_\mu \overline{\chi_j} \gamma^\mu \left(G^L_{ji} P_L + G^R_{ji} P_R \right) \chi_i + h.c. \right] \\
&- e \left[H_k \overline{\chi_j} \left(G^L_{jik} P_L + G^R_{jik} P_R \right) \chi_i + h.c. \right] \\
&- e \left[J_\mu \bar{f}' \gamma^\mu (v^f_j - a^f_j \gamma^5) f + h.c. \right] \\
&- e \left[H_k \bar{f}' \gamma^\mu (v^f_k - a^f_k \gamma^5) f + h.c. \right] \\
&- \frac{e}{\sin\theta_W} \left[i W^+_\mu \left(\sum^2_{i,j=1,2} A^W_{\tilde{t}_i \tilde{b}_j} \bar{\tilde{t}}_i \overleftrightarrow{\partial_\mu} \tilde{b}_j + \sum^2_{i=1,2} A^W_{\tilde{\nu}_\tau \tilde{\tau}_i} \overline{\tilde{\nu}}_\tau \overleftrightarrow{\partial_\mu} \tilde{\tau}_i \right) + h.c. \right] \\
&- \frac{e}{\sin\theta_W} \left[H^+ \left(\sum^2_{i,j=1,2} C^H_{\tilde{t}_i \tilde{b}_j} \bar{\tilde{t}}_i \tilde{b}_j + \sum^2_{i=1,2} C^H_{\tilde{\nu}\tau \tilde{\tau}_i} \overline{\tilde{\nu}}_\tau \tilde{\tau}_i \right) + h.c. \right] \\
&- \frac{i\, e}{2 \cos\theta_W \sin\theta_W} N_\mu \Big[\cos\theta_t \sin\theta_t \left(\bar{\tilde{t}}_1 \overleftrightarrow{\partial_\mu} \tilde{t}_2 - \bar{\tilde{t}}_2 \overleftrightarrow{\partial_\mu} \tilde{t}_1 \right) \\
&- \sum_{f=\tau,b} \cos\theta_f \sin\theta_f \left(\overline{\tilde{f}}_1 \overleftrightarrow{\partial_\mu} \tilde{f}_2 - \overline{\tilde{f}}_2 \overleftrightarrow{\partial_\mu} \tilde{f}_1 \right) \Big] \\
&- \frac{e}{\sin\theta_W} h^0 \left(\sum_{f=\tau,b,t} B^{\tilde{f}}_{h^0} \tilde{f}_1 \overline{\tilde{f}}_2 + h.c. \right) - g\, H^0 \left(\sum_{f=\tau,b,t} B^{\tilde{f}}_{H^0} \tilde{f}_1 \overline{\tilde{f}}_2 + h.c. \right) \\
&+ i \frac{e}{\sin\theta_W} A^0 \left[\sum_{f=\tau,b,t} B^{\tilde{f}}_{A^0} \left(\tilde{f}_1 \overline{\tilde{f}}_2 - \tilde{f}_2 \overline{\tilde{f}}_1 \right) \right] \\
&- \sqrt{2} g_s T^a_{jk} \Big[\sum_{q=b,t} \Big(\bar{q}_j (\cos\theta_q P_R - \sin\theta_q P_L) \tilde{g}_a \tilde{q}^k_1
\end{aligned}
$$

$$-\bar{q}_j(\sin\theta_q P_R + \cos\theta_q P_L)\tilde{g}_a\tilde{q}_2^k\Big) + h.c.\Big]$$

où $P_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$. Les T^a_{jk} sont les générateurs de $SU(3)$. Nous prendrons, dans le cas des couplages, la convention de [?] et [46]. Celle-ci est particulièrement importante pour les bases jauginos dans lesquelles on se place $(-i\lambda'; -i\lambda^3; \psi^1_{H_1}; \psi^2_{H_2})$ pour [46] et [?], et $(-i\lambda_\gamma; -i\lambda_Z; \psi^1_{H_1}\cos\beta - \psi^2_{H_2}\sin\beta; \psi^1_{H_1}\sin\beta + \psi^2_{H_2}\cos\beta)$ dans [47].

A.1.2 Les couplages

L'angle de mélange des sfermions sera défini par

$$\begin{pmatrix} \tilde{q}_1 \\ \tilde{q}_2 \end{pmatrix} = \mathcal{R}^{\tilde{f}} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

La matrice de mélange se mettra sous la forme

$$\mathcal{R}^{\tilde{f}} = \begin{pmatrix} \cos\theta_f & \sin\theta_f \\ -\sin\theta_f & \cos\theta_f \end{pmatrix}. \tag{A.2}$$

Il faut remarquer que, dans nos conventions, $\tilde{\nu}_2 = -\tilde{\nu}_L$. Les couplages de Yukawa s'écrivent:

$$Y_\tau = \frac{m_\tau}{\sqrt{2}M_W\cos\beta}, \quad Y_b = \frac{m_b}{\sqrt{2}M_W\cos\beta}, \quad Y_t = \frac{m_t}{\sqrt{2}M_W\sin\beta}. \tag{A.3}$$

Pour les couplages entre fermions, sfermions et jauginos, on aura, dans le cas des charginos :

$$a^{\tilde{q}}_{ij} = \mathcal{R}^{\tilde{q}}_{in}\mathcal{O}^q_{jn}, \quad b^{\tilde{q}}_{ij} = \mathcal{R}^{\tilde{q}}_{i1}\mathcal{O}^{q'}_{j2} \tag{A.4}$$

avec

$$\mathcal{O}^t_j = \frac{1}{\sin\theta_W}\begin{pmatrix} -V_{j1} \\ Y_t V_{j2} \end{pmatrix}, \quad \mathcal{O}^b_j = \frac{1}{\sin\theta_W}\begin{pmatrix} -U_{j1} \\ Y_b U_{j2} \end{pmatrix}. \tag{A.5}$$

Pour les sleptons, nous aurons:

$$a^{\tilde{\tau}}_{ij} = \mathcal{R}^{\tilde{\tau}}_{in}\mathcal{O}^\tau_{jn}, \quad b^{\tilde{\tau}}_{ij} = 0, \quad a^{\tilde{\nu}}_j = -V_{j1}, \quad k^{\tilde{\nu}}_j = Y_\tau U_{j2}. \tag{A.6}$$

avec

$$\mathcal{O}^\tau_j = \frac{1}{\sin\theta_W}\begin{pmatrix} -U_{j1} \\ Y_\tau U_{j2} \end{pmatrix}. \tag{A.7}$$

Les couplages aux neutralinos seront quant à eux donnés par :

$$a^{\tilde{f}}_{ij} = \mathcal{R}^{\tilde{f}}_{in}\mathcal{A}^f_{jn}, \quad b^{\tilde{f}}_{ij} = \mathcal{R}^{\tilde{f}}_{in}\mathcal{B}^f_{jn} \tag{A.8}$$

avec

$$\mathcal{A}^f_j = \frac{1}{\sin\theta_W}\begin{pmatrix} f^f_{Lj} \\ h^f_{Rj} \end{pmatrix}, \quad \mathcal{B}^f_j = \frac{1}{\sin\theta_W}\begin{pmatrix} h^f_{Lj} \\ f^f_{Rj} \end{pmatrix}, \tag{A.9}$$

et

$$\begin{array}{l} h^t_{Lj} = -Y_t N^*_{j4} \\ f^t_{Lj} = \frac{-2\sqrt{2}}{3}\sin\theta_W N'_{j1} - \sqrt{2}(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W)\frac{N'_{j2}}{\cos\theta_W} \\ h^t_{Rj} = -Y_t N_{j4} \\ f^t_{Rj} = \frac{-2\sqrt{2}}{3}\sin\theta_W(\mathrm{tg}\theta_W N'^*_{j2} - N'^*_{j1}) \end{array} \tag{A.10}$$

$$\begin{array}{l} h^b_{Lj} = -Y_b N^*_{j3} \\ f^b_{Lj} = \frac{\sqrt{2}}{3}\sin\theta_W N'_{j1} + \sqrt{2}(\frac{1}{2} - \frac{1}{3}\sin^2\theta_W)\frac{N'_{j2}}{\cos\theta_W} \\ h^b_{Rj} = -Y_b N_{j3} \\ f^b_{Rj} = \frac{\sqrt{2}}{3}\sin\theta_W(\mathrm{tg}\theta_W N'^*_{j2} - N'^*_{j1}) \end{array} \tag{A.11}$$

$$\begin{array}{l} h^\tau_{Lj} = -Y_\tau N^*_{j3} \\ f^\tau_{Lj} = \sqrt{2}\sin\theta_W N'_{j1} + \sqrt{2}(\frac{1}{2} - \sin^2\theta_W)\frac{N'_{j2}}{\cos\theta_W} \\ h^\tau_{Rj} = -Y_\tau N_{j3} \\ f^\tau_{Rj} = \sqrt{2}\sin\theta_W(\mathrm{tg}\theta_W N'^*_{j2} - N'^*_{j1}) \end{array} \tag{A.12}$$

Pour le cas $\tilde{\nu}_\tau$ nous avons $a^{\tilde{\nu}_\tau}_k = -\frac{N'_{j2}}{\sqrt{2}\cos\theta_W\sin\theta_W}$ et $b^{\tilde{\nu}_\tau}_j = 0$. Les couplages $\bar{\tilde{t}}_i$-$\tilde{b}_j$-W^+ s'écriront

$$A^W_{\tilde{t}_i\tilde{b}_j} = (A^W_{\tilde{b}_i\tilde{t}_j})^T = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \cos\theta_b\cos\theta_t & -\sin\theta_b\cos\theta_t \\ -\cos\theta_b\sin\theta_t & \sin\theta_b\sin\theta_t \end{pmatrix} \tag{A.13}$$

Les couplages $\tilde{\tau}_i$-$\tilde{\nu}_\tau$-W^+ sont donnés par

$$A^W_{\tilde{\tau}_1\tilde{\nu}_\tau} = \frac{\cos\theta_\tau}{\sqrt{2}}, \quad A^W_{\tilde{\tau}_2\tilde{\nu}_\tau} = -\frac{\sin\theta_\tau}{\sqrt{2}}. \tag{A.14}$$

Les couplages entre les sfermions légers, les sfermions lourds et les Higgs neutres seront de la forme:

$$\begin{array}{l} B^{\tilde{f}}_{h^0} = -\frac{m_Z\sin 2\theta_f}{2\cos\theta_W}(\frac{1}{2} + 2e_f\sin^2\theta_W)\sin(\alpha+\beta) - \frac{m_f\cos 2\theta_f}{2\,m_W\cos\beta}(\mu\cos\alpha + A_f\sin\alpha) \\ B^{\tilde{f}}_{H^0} = \frac{m_Z\sin 2\theta_f}{2\cos\theta_W}(\frac{1}{2} + 2e_f\sin^2\theta_W)\cos(\alpha+\beta) - \frac{m_f\cos 2\theta_f}{2\,m_W\cos\beta}(\mu\sin\alpha - A_f\cos\alpha) \\ B^{\tilde{f}}_{A^0} = -\frac{m_f}{2\,m_W}(A_f\mathrm{tg}be + \mu) \end{array} \tag{A.15}$$

si $f = b, \tau$ et pour $f = t$ nous obtenons

$$\begin{array}{l} B^{\tilde{t}}_{h^0} = -\frac{m_Z\sin 2\theta_t}{2\cos\theta_W}(\frac{4}{3}\sin^2\theta_W - \frac{1}{2})\sin(\alpha+\beta) + \frac{m_t\cos 2\theta_t}{2\,m_W\sin\beta}(\mu\sin\alpha + A_t\cos\alpha) \\ B^{\tilde{t}}_{H^0} = \frac{m_Z\sin 2\theta_t}{2\cos\theta_W}(\frac{4}{3}\sin^2\theta_W - \frac{1}{2})\cos(\alpha+\beta) - \frac{m_t\cos 2\theta_t}{2\,m_W\sin\beta}(\mu\cos\alpha - A_t\sin\alpha) \\ B^{\tilde{t}}_{A^0} = -\frac{m_t}{2\,m_W}(A_t\cot\beta + \mu) \end{array} \tag{A.16}$$

Les couplages $\bar{\tilde{t}}_i$-$\tilde{b}_j$-H^+ sont donnés par

$$\begin{array}{l} C^H_{\tilde{t}_i\tilde{b}_j} = (C^H_{\tilde{b}_i\tilde{t}_j})^T \\ = \frac{1}{\sqrt{2}M_W}\mathcal{R}^{\tilde{t}}\begin{pmatrix} m_b^2\mathrm{tg}be + m_t^2\cot\beta - M_W^2\sin 2\beta & m_b(A_b\mathrm{tg}be + \mu) \\ m_t(A_t\cot\beta + \mu) & 2m_b m_t/\sin 2\beta \end{pmatrix}\left(\mathcal{R}^{\tilde{b}}\right)^\dagger \end{array} \tag{A.17}$$

et les couplages $\tilde{\tau}_i$-$\tilde{\nu}_\tau$-H^+ sont eux donnés par

$$C^H_{\tilde{\tau}_i\tilde{\nu}_\tau} = \frac{1}{\sqrt{2}M_W}\mathcal{R}^{\tilde{\tau}}\begin{pmatrix} m_\tau^2 \mathrm{tg}be - M_W^2 \sin 2\beta \\ m_\tau(A_\tau \mathrm{tg}be + \mu) \end{pmatrix} \tag{A.18}$$

Les couplages des charginos et des neutralinos aux bosons de jauge $W^\pm, Z$:

$$G^{L,R}_{\chi_i^0\chi_j^+W^+} = G^{L,R}_{ijW} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} G^L_{ijW} = \frac{1}{\sqrt{2}s_W}[-N_{i4}V_{j2} + \sqrt{2}N_{i2}V_{j1}] \\ G^R_{ijW} = \frac{1}{\sqrt{2}s_W}[N_{i4}U_{j2} + \sqrt{2}N_{i2}U_{j1}] \end{array} \tag{A.19}$$

$$G^{L,R}_{\chi_i^-\chi_j^+Z} = G^{L,R}_{ijZ} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} G^L_{ijZ} = \frac{1}{c_W s_W}\left[-\frac{1}{2}V_{i2}V_{j2} - V_{i1}V_{j1} + \delta_{ij}s_W^2\right] \\ G^R_{ijZ} = \frac{1}{c_W s_W}\left[-\frac{1}{2}U_{i2}U_{j2} - U_{i1}U_{j1} + \delta_{ij}s_W^2\right] \end{array} \tag{A.20}$$

$$G^{L,R}_{\chi_i^0\chi_j^0Z} = G^{L,R}_{ijZ} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} G^L_{ijZ} = -\frac{1}{2s_W c_W}[N_{i3}N_{j3} - N_{i4}N_{j4}] \\ G^R_{ijZ} = +\frac{1}{2s_W c_W}[N_{i3}N_{j3} - N_{i4}N_{j4}] \end{array} \tag{A.21}$$

Les couplages des charginos et des neutralinos aux bosons de Higgs :

$$G^{L,R}_{\chi_j^0\chi_i^+H^+} = G^{L,R}_{ji4} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} G^L_{ij4} = \frac{c_\beta}{s_W}\left[N_{i4}V_{j1} + \frac{1}{\sqrt{2}}\left(N_{i2} + \mathrm{tg}\theta_W N_{i1}\right)V_{j2}\right] \\ G^R_{ij4} = \frac{s_\beta}{s_W}\left[N_{i3}U_{j1} - \frac{1}{\sqrt{2}}\left(N_{i2} + \mathrm{tg}\theta_W N_{i1}\right)U_{j2}\right] \end{array} \tag{A.22}$$

$$G^{L,R}_{\chi_i^-\chi_j^+H_k^0} = G^{L,R}_{ijk} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} G^L_{ijk} = \frac{1}{\sqrt{2}s_W}\left[e_k V_{j1}U_{i2} - d_k V_{j2}U_{i1}\right] \\ G^R_{ijk} = \frac{1}{\sqrt{2}s_W}\left[e_k V_{i1}U_{j2} - d_k V_{i2}U_{j1}\right]\epsilon_k \end{array} \tag{A.23}$$

$$G^{L,R}_{\chi_i^0\chi_j^0H_k^0} = G^{L,R}_{ijk} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} G^L_{ijk} = \frac{1}{2s_W}\left(N_{j2} - \mathrm{tg}\theta_W N_{j1}\right)\left(e_k N_{i3} + d_k N_{i4}\right) \ + \ i \leftrightarrow j \\ G^R_{ijk} = \frac{1}{2s_W}\left(N_{j2} - \mathrm{tg}\theta_W N_{j1}\right)\left(e_k N_{i3} + d_k N_{i4}\right)\epsilon_k \ + \ i \leftrightarrow j \end{array} \tag{A.24}$$

où $\epsilon_{1,2} = -\epsilon_3 = 1$ et les coefficients e_k et d_k s'écrivent

$$e_1/d_1 = c_\alpha/-s_\alpha \ , \ e_2/d_2 = -s_\alpha/-c_\alpha \ , \ e_3/d_3 = -s_\beta/c_\beta \tag{A.25}$$

Finalement, les couplages des bosons de jauge W, Z et des quatre bosons de Higgs $H_k = H, h, A, H^\pm$ avec $k = 1, .., 4$ aux fermions :

$$v_Z^f = \frac{2I_f^3 - 4e_f s_W^2}{4c_W s_W} \ , \ a_Z^f = \frac{2I_f^3}{4c_W s_W} \ , \ v_W^f = a_W^f = \frac{1}{2\sqrt{2}s_W} \tag{A.26}$$

$$v_1^f = \frac{m_f r_2^f}{2s_W M_W} \ , \ a_1^f = 0 \ , \ v_2^f = \frac{m_f r_1^f}{2s_W M_W} \ , \ a_2^f = 0 \ , \ a_3^f = \frac{-m_f(\mathrm{tg}\beta)^{-2I_f^3}}{2s_W M_W} \ , v_3^f = 0 \tag{A.27}$$

$$v_4^f = -\frac{m_d \mathrm{tg}\beta + m_u \mathrm{cot}\beta}{2\sqrt{2}s_W M_W} \ , \ a_4^f = \frac{m_d \mathrm{tg}\beta - m_u \mathrm{cot}\beta}{2\sqrt{2}s_W M_W} \tag{A.28}$$

avec les coefficients $r_{1,2}^f$

$$r_1^u = s_\alpha/s_\beta \quad , \quad r_2^u = c_\alpha/s_\beta \quad , \quad r_1^d = c_\alpha/c_\beta \quad , \quad r_2^d = -s_\alpha/c_\beta \tag{A.29}$$

A.2 L'espace de phase

A.2.1 L'espace de phase à plusieurs corps

Pour calculer une largeur de désintégration d'une particule de masse M_0, nous utiliserons les deux formules pour les largeurs différentielles:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3}\frac{1}{8M_0}|A|^2 dE_1 dE_2 \tag{A.30}$$

lorsque, dans le cas de la désintégration à trois corps, nous intégrerons sur les variables d'énergies réduites $x_{1,2} = 2E_{1,2}/M_0$, et

$$d\Gamma = \frac{1}{2M_0}|A|^2 d\Phi_n(P, p_1..., p_n) \tag{A.31}$$

$$d\Phi_n = (2\pi)^4\delta^4(P - \sum_{i=1}^{n} p_1) \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \tag{A.32}$$

dans le cas le plus général et en particulier quand nous nous servirons du programme Fortran RAMBO pour l'espace des phases, qui calcule, en fait,

$$\int_{E.P.} |A|^2 \frac{d^3p_i}{2E_i} \tag{A.33}$$

On remarquera le facteur $(2\pi)^4/(2\pi)^{3n}$ de l'espace de phase, qui n'est pas inclus dans RAMBO, soit $1/(2\pi)^5$ pour un processus faisant intervenir trois corps dans l'état final.

Dans le cas d'un processus à trois corps en voie de sortie, nous obtenons:

$$d\Gamma = \frac{M_0}{256\pi^3}|A|^2 dx_1 dx_2 \tag{A.34}$$

$$\int_{E.P} |A|^2 dx_1 dx_2 = \frac{4}{\pi^2 M_0^2} \int_{P.S.} |A|^2 \frac{d^3p_1 d^3p_2 d^3p_3}{2E_1 2E_2 2E_3} \tag{A.35}$$

Afin de vérifier la bonne conduite, et le non-oubli d'un facteur quelconque, nous avons intégrer l'espace des phases "vierge" (où $|A|^2 = 1$), qui est égal à :

$$\Gamma_{\text{3corpstot.}}^{\text{non massif}} = \int |A|^2 \frac{d^3p_1 d^3p_2 d^3p_3}{2E_1 2E_2 2E_3} = \frac{\pi}{8}s \tag{A.36}$$

où $s = M_0^2$ représente l'énergie disponible dans le centre de masse. Nous avons vérifié que les largeurs de désintégration intégrées directement et celles obtenues avec RAMBO, différent au plus d'un pourcent.

Pour le cas des désintégrations à quatre corps, nous avons juste vérifié la bonne correspondance entre l'espace des phases, non massif, que nous donnait le générateur RAMBO, à la formule, calculée dans :

$$\Phi_n = \frac{(\pi/2)^{n-1}}{(n-1)!(n-2)!} M_n^{2n-4} \tag{A.37}$$

où M_n représente la masse réduite du système et Φ_n, l'intégration pure sur un espace de phase à n corps non massifs, ce qui nous redonne bien: pour $n = 2$, $\pi/2$, pour $n = 3$, $\pi^2/8s$ et pour $n = 4$, $\pi^3/96s^2$.

A.2.2 Bornes d'intégration pour les trois corps.

Soit une particule 0 se désintégrant en trois particules, représentées par leur numéro, respectivement 1,2 et 3 avec M_0, M_1, M_2 et M_3 leur masse. Utilisant les variables x_1 et x_2 définies plus haut, il nous faut trouver les bornes cinématiques d'intégration, exprimées en fonction des masses rapportées μ_1,μ_2,et μ_3, avec $\mu_i = \frac{M_i^2}{m_0^2}$.

Calcul des bornes (fixes) pour x_1: L'énergie minimum qu'emportera la particule 1 sera sa masse, soit $E_1^{inf} = M_1$, ou encore, $x_1^{inf} = 2\sqrt{\mu_1}$. La borne supérieure est obtenue en remarquant que $(P_2+P_3)^2 \geq (M_2+M_3)^2$, soit $(P_0-P_1)^2 \geq (M_2+M_3)^2$, et en développant, $2M_0E_1 \leq M_0^2 + M_1^2 - (M_2+M_3)^2$, ce qui nous donne

$$x_1^{sup} = 1 + \mu_1 - (\sqrt{\mu_2} + \sqrt{\mu_3})^2 \tag{A.38}$$

Calcul des bornes pour x_2: Nous devons ici trouver, à x_1 fixé, les bornes sur x_2. La restriction viendra de l'angle formé par les trajectoires des deux particules 1 et 2 : il doit se situer sur une échelle de valeurs entre -1 et 1. Or $(P_1+P_2)^2 = (P_0-P_3)^2$, soit

$$M_1^2 + M_2^2 + 2(E_1E_2 - |p_1|.|p_2|\cos\theta) = M_0^2 + M_3^2 - x_3 \tag{A.39}$$

De plus, l'équation de conservation de l'énergie implique $E_1+E_2+E_3 = M_0$ soit $x_1+x_2+x_3 = 2$, et $|p_i| = \sqrt{E_i^2 - M_i^2}$. l'équation précédente peut dès lors se réduire à :

$$\mu_1 + \mu_2 + \frac{x_1x_2}{2} - \frac{\sqrt{x_1^2 - 4\mu_1}\sqrt{x_2^2 - 4\mu_2}}{2}\cos\theta = 1 - x_3 + \mu_3 \tag{A.40}$$

ou encore

$$\cos^2\theta = \frac{4(1 - x_1 - x_2 + \frac{x_1x_2}{2} + \mu_1 + \mu_2 - \mu_3)^2}{(x_1^2 - 4\mu_1)(x_2^2 - 4\mu_2)} \tag{A.41}$$

Il suffit donc de résoudre l'inégalité du second degré ($\cos^2\theta \leq 1$) :

$$ax_2^2 + bx_2 + c \leq 0 \tag{A.42}$$

Avec

$$a = 1 - x_1 + \mu_1$$

$$b = 2x_1 - 2q + qx_1 - x_1^2$$

$$c = q^2 + x_1^2 - 2qx_1 + \mu_2x_1^2 - 4\mu_1\mu_2 \tag{A.43}$$

Où $q = 1+\mu_1+\mu_2-\mu_3$. On peut remarquer que a est toujours positif. On a donc évidemment :

$$x_2^{inf} = \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \qquad x_2^{sup} = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \tag{A.44}$$

A.3 Désintégration du $\tilde{t}_1$ en 4 corps: expressions

Dans cette Annexe, nous présentons les expressions analytiques de la largeur différentielle de la désintégration en 4 corps du $\tilde{t}_1$ en 4 corps, qui n'a pas été incluse dans l'article de l'Annexe **B.1** à cause de sa longueur.

L'amplitude carrée du processus de désintégration du stop en bottom, LSP et deux fermions non–massifs

$$\tilde{t}_1 \to b\tau\chi_1^0 f\bar{f}'$$

s'écrira en fonction des quadri–moments des particules impliquées, comme:

$$\begin{aligned} |M_{4\text{corps}}|^2 &= |M_{\tilde{b}}|^2 + |M_t|^2 + |M_{\chi^+}|^2 + 2M_{\tilde{b}t} + 2M_{\tilde{b}\chi^+} + 2M_{\chi^+t} \\ &+ |M_{\tilde{f}}|^2 + 2M_{\tilde{f}\tilde{b}} + 2M_{\tilde{f}t} + 2M_{\tilde{f}\chi} \end{aligned} \tag{A.45}$$

avec, si on définit les propagateurs $D_{X_i} = p_{X_i}^2 - M_{X_i}^2$ et $D_X = p_X^2 - M_X^2$:

$$|M_{\tilde{b}}|^2 = \sum_{i,k=1}^{2} \frac{8g^6 A_{1i}^W A_{1k}^W}{D_{\tilde{b}_i}^2 D_W^2} \left[2(p_f.p_{\tilde{t}_1})(p_{f'}.p_{\tilde{t}_1}) - M_{\tilde{t}_1}^2(p_f.p_{f'})\right] (b_{i1}^{\tilde{b}} b_{k1}^{\tilde{b}} + a_{i1}^{\tilde{b}} a_{k1}^{\tilde{b}})(p_b.p_{\chi_1^0}) \tag{A.46}$$

$$\begin{aligned} |M_t|^2 &= \frac{2g^6}{D_t^2 D_W^2}[(a_{11}^{\tilde{t}})^2[2(p_f.p_b)(p_{f'}.p_t)(p_t.p_{\chi_1^0}) + 2(p_{f'}.p_b)(p_f.p_t)(p_t.p_{\chi_1^0}) \\ &-p_t^2(p_f.p_b)(p_{\chi_1^0}.p_{f'}) - p_t^2(p_b.p_{f'})(p_f.p_{\chi_1^0})] \\ &+(b_{11}^{\tilde{t}})^2 M_t^2[(p_b.p_f)(p_{\chi_1^0}.p_{f'}) + (p_b.p_{f'})(p_f.p_{\chi_1^0})] \\ &-2M_{\chi_1^0} M_t b_{11}^{\tilde{t}} a_{11}^{\tilde{t}}[(p_b.p_f)(p_t.p_{f'}) + (p_b.p_{f'})(p_t.p_f)]] \end{aligned} \tag{A.47}$$

$$\begin{aligned} |M_\chi|^2 &= \sum_{i,j=1}^{2} \frac{4g^6}{D_W^2 D_{\chi_i^+} D_{\chi_j^+}}[(l_{1i}^{\tilde{t}} l_{1j}^{\tilde{t}} O_{1i}^L O_{1j}^L + k_{1i}^{\tilde{t}} k_{1j}^{\tilde{t}} O_{1i}^R O_{1j}^R) \\ &[2(p_{\chi^0}.p_f)(p_{\chi^+}.p_{f'})(p_{\chi^+}.p_b) + 2(p_{\chi^0}.p_{f'})(p_{\chi^+}.p_f)(p_{\chi^+}.p_b) \\ &-p_{\chi^+}^2(p_{\chi^0}.p_f)(p_b.p_{f'}) - p_{\chi^+}^2(p_{\chi^0}.p_{f'})(p_b.p_f)] \\ &+M_{\chi_i^+} M_{\chi_j^+}(l_{1i}^{\tilde{t}} l_{1j}^{\tilde{t}} O_{1i}^R O_{1j}^R + k_{1i}^{\tilde{t}} k_{1j}^{\tilde{t}} O_{1i}^L O_{1j}^L)[(p_b.p_{f'})(p_{\chi^0}.p_f) + (p_b.p_f)(p_{\chi^0}.p_{f'})] \\ &-2M_{\chi_1^0} M_{\chi_j^+}(l_{1i}^{\tilde{t}} l_{1j}^{\tilde{t}} O_{1i}^L O_{1j}^R + k_{1i}^{\tilde{t}} k_{1j}^{\tilde{t}} O_{1i}^R O_{1j}^L)(p_f.p_{f'})(p_b.p_{\chi^+}) \\ &-2M_{\chi_1^0} M_{\chi_i^+}(l_{1i}^{\tilde{t}} l_{1j}^{\tilde{t}} O_{1i}^R O_{1j}^L + k_{1i}^{\tilde{t}} k_{1j}^{\tilde{t}} O_{1i}^L O_{1j}^R)(p_f.p_{f'})(p_b.p_{\chi^+})] \end{aligned} \tag{A.48}$$

$$\begin{aligned} M_{\tilde{b}t} &= \sum_{i=1}^{2} \frac{4g^6 A_{\tilde{t}_1\tilde{b}_i}^W}{\sqrt{2} D_{\tilde{b}_i} D_t}[a_{11}^{\tilde{t}} a_{i1}^{\tilde{b}}[((p_b.p_f)(p_{f'}.p_{\tilde{t}_1}) + (p_{f'}.p_b)(p_f.p_{\tilde{t}_1}) - (p_f.p_{f'})(p_b.p_{\tilde{t}_1}))(p_t.p_{\chi^0}) \\ &-((p_{\chi_1^0}.p_f)(p_{f'}.p_{\tilde{t}_1}) + (p_{f'}.p_{\chi^0})(p_{\tilde{t}_1}.p_f) - (p_f.p_{f'})(p_{\chi^0}.p_{\tilde{t}_1}))(p_b.p_t) \\ &+((p_t.p_f)(p_{f'}.p_{\tilde{t}_1}) + (p_{f'}.p_t)(p_{\tilde{t}_1}.p_f) - (p_f.p_{f'})(p_t.p_{\tilde{t}_1}))(p_b.p_{\chi^0})] \\ &-M_{\chi^0} M_t b_{11}^{\tilde{t}} a_{i1}^{\tilde{b}}[(p_b.p_f)(p_{f'}.p_{\tilde{t}_1}) + (p_{f'}.p_b)(p_{\tilde{t}_1}.p_f) - (p_{f'}.p_f)(p_{\tilde{t}_1}.p_b)]] \end{aligned} \tag{A.49}$$

$$
\begin{aligned}
M_{\tilde{b}\chi^+} &= \sum_{k,i=1}^{2} -\frac{4g^6 A^W_{\tilde{t}_1\tilde{b}_i}}{D_W^2 D_{\chi_k^+} D_{\tilde{b}_i}}[(l^{\tilde{t}}_{1k}O^L_{1k}a^{\tilde{b}}_{1i} + k^{\tilde{t}}_{1k}O^R_{1k}b^{\tilde{b}}_{i1}) \\
&\quad [(p_b.p_{\chi^+})((p_{\chi^0}.p_f)(p_{f'}.p_{\tilde{t}_1}) + (p_{\chi^0}.p_{f'})(p_{\tilde{t}_1}.p_f) - (p_f.p_{f'})(p_{\tilde{t}_1}.p_{\chi^0})) \\
&\quad -(p_{\chi^+}.p_{\chi^0})((p_b.p_f)(p_{f'}.p_{\tilde{t}_1}) + (p_{f'}.p_b)(p_{\tilde{t}_1}.p_f) - (p_f.p_{f'})(p_{\tilde{t}_1}.p_b)) \\
&\quad +(p_b.p_{\chi^0})((p_{\chi^+}.p_f)(p_{f'}.p_{\tilde{t}_1}) + (p_{\chi^+}.p_{f'})(p_{\tilde{t}_1}.p_f) - (p_f.p_{f'})(p_{\tilde{t}_1}.p_{\chi^+}))] \\
&\quad +(l^{\tilde{t}}_{1k}O^R_{1k}a^{\tilde{b}}_{1i} + k^{\tilde{t}}_{1k}O^L_{1k}b^{\tilde{b}}_{i1})M_{\chi_k^+}M_{\chi_1^0}((p_b.p_f)(p_{f'}.p_{\tilde{t}_1}) + (p_b.p_{f'})(p_{\tilde{t}_1}.p_f) - (p_f.p_{f'})(p_{\tilde{t}_1}.p_b))]
\end{aligned} \tag{A.50}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{t\chi^+} &= \sum_{i=1}^{2} -\frac{4g^6}{\sqrt{2}D_t D_{\chi_i^+} D_W^2}[(l^{\tilde{t}}_{1i}O^L_{1i}a^{\tilde{t}}_{11})[\\
&\quad -(p_b.p_t)((p_{\chi^+}.p_f)(p_{\chi^0}.p_{f'}) + (p_{\chi^+}.p_{f'})(p_{\chi^0}.p_f)) \\
&\quad +(p_{\chi^+}.p_t)((p_{\chi^0}.p_f)(p_b.p_{f'}) + (p_{\chi^0}.p_{f'})(p_b.p_f)) \\
&\quad -(p_{\chi^+}.p_{\chi^0})((p_b.p_f)(p_t.p_{f'}) + (p_b.p_{f'})(p_t.p_f) - (p_f.p_{f'})(p_b.p_t)) \\
&\quad +(p_{\chi^0}.p_b)((p_{\chi^+}.p_f)(p_t.p_{f'}) + (p_{\chi^+}.p_{f'})(p_t.p_f) - (p_f.p_{f'})(p_{\chi^+}.p_t)) \\
&\quad -(p_f.p_{f'})(p_{\chi^+}.p_b)(p_t.p_{\chi^0}) \\
&\quad +M_{\chi_i^+}M_{\chi_1^0}(a^{\tilde{t}}_{11}O^R_{1i}l^{\tilde{t}}_{1i})((p_b.p_f)(p_t.p_{f'}) + (p_b.p_{f'})(p_t.p_f)) \\
&\quad +M_{\chi_1^0}M_t(l^{\tilde{t}}_{1i}O^R_{1i}b^{\tilde{t}}_{11})(p_b.p_{\chi^+})(p_f.p_{f'}) \\
&\quad -M_{\chi^+}M_t(l^{\tilde{t}}_{1i}O^L_{1i}b^{\tilde{t}}_{11})((p_b.p_f)(p_{\chi^0}.p_{f'}) + (p_b.p_{f'})(p_{\chi^0}.p_f))]
\end{aligned} \tag{A.51}
$$

$$
\begin{aligned}
|M_{\tilde{f}}|^2 &= \sum_{i,k,m,n=1}^{2} \frac{4g^6}{D_{\tilde{f}_m}D_{\tilde{f}_n}D_{\tilde{\chi}_i}D_{\tilde{\chi}_k}}(p_{f'}.p_{\chi_1^0})[(b^{f'}_{1i})(b^{f'}_{1k}) + (a^{f'}_{1i})(a^{f'}_{1k})].[(2(p_b.p_{\chi^+})(p_f.p_{\chi^+}) \\
&- (p_b.p_f)(p_\chi.p_\chi))(k^t_{1i}k^t_{1k})(l^{f'}_{mi}l^{f'}_{nk}) + M_iM_j(p_b.p_f)(l^t_{1i}l^t_{1k})(l^{f'}_{nk}l^{f'}_{mi})^2]
\end{aligned} \tag{A.52}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{\tilde{f}\tilde{b}} &= \sum_{i,j,m=1}^{2} \frac{2\sqrt{2}g^6}{D_W D_{\chi_i} D_{\tilde{f}_j} D_{\tilde{b}_m}} A^W_{1m}a^b_{m1}a^{f'}_{j1}l^{f'}_{1i}l^{f'}_{ji}M_{\chi_i^+}M_{\chi_1^0}[(p_b.p_f)(p_{\tilde{t}_1}.p_{f'}) \\
&- (p_b.p_{\tilde{t}_1})(p_f.p_{f'}) + (p_b.p_{f'})(p_{\tilde{t}_1}.p_f)]
\end{aligned} \tag{A.53}
$$

$$
M_{\tilde{f}t} = -\sum_{i,j=1}^{2} \frac{4g^6}{D_W D_t D_{\chi_i} D_{\tilde{f}_j}} l^t_{1i}l^{f'}_{ji}a^{f'}_{j1}M_{\chi_i^+}[b^t_{11}M_t[(p_b.p_f)(p_{\chi_1^0}.p_{f'})] + a^t_{11}M_{\chi_1^0}[(p_b.p_f)(p_t.p_{f'})]] \tag{A.54}
$$

$$
M_{\tilde{f}\chi} = \sum_{i,j,m=1}^{2} \frac{4g^6}{\sqrt{2}D_W D_{\chi_j} D_{\chi_i} D_{\tilde{\tau}_m}} l^t_{1i}l^t_{1j}l^{f'}_{mj}a^{f'}_{m1}M_{\chi_j^+} \tag{A.55}
$$

$$
[\quad O^L_{1i}M_{\chi_1^0}[(p_b.p_f)(p_{\chi_1^0}.p_{f'})] + O^R_{1i}M_{\chi_i^+}[(p_b.p_f)(p_t.p_{f'})]] \tag{A.56}
$$

A.4 Le code Fortran

A.4.1 Description

Le code FORTRAN, appelé SDEACY, mis en place au cours de ce travail de thèse, est celui que l'on a utilisé pour chacune de nos études. La motivation première de ce programme a été pour nous de pouvoir librement faire une analyse à partir de nos résultats analytiques, sans s'imposer des contraintes jusque là répandues. Nous voulions tenir compte de tous les paramètres qui entraient en jeu dans les modes de désintégrations des particules supersymétriques (angles de mélange des stops, sbottoms et staus, masses des quarks et couplages précis de ces derniers aux bosons Higgs, tous les canaux d'échange, en particulier ceux des bosons de Higgs, et tous les processus d'ordre supérieur ($\tilde{t}$ en 4 corps, ou en $c\chi_1^0$, etc.). Or, tous ces processus ou ces ingrédients, soit n'étaient pas présents dans les générateurs utilisés actuellement comme ISAJET ou MSSMLIB, soit semblaient quelque peu incohérents comme SUSYGEN (du moins dans les versions précédentes). La mise en place de ce programme a de plus, semblé toute naturelle au seins du GDR supersymétrie où des groupes d'expérimentateurs ont voulu mettre à plat les différents types de générateurs dans un domaine de valeurs de tg β plus vaste [50].

Pour ce faire, nous avons d'abord utilisé un générateur RAMBO, déjà présent dans d'autres codes, afin d'effectuer les intégrations sur l'espace de phase. Malheureusement, son manque de précision, son temps de calcul beaucoup trop lent et surtout (problème rencontré également avec son cousin VEGAS), il fait appel à des variables de type aléatoire, pas toujours compatibles sur toutes les machines sur lesquelles il tournait, nous ont conduit à mettre au point une méthode d'intégration double, "à la Gauss", qui, non seulement réduit considérablement le temps de calcul, mais permet surtout une précision plus grande dans les résultats attendus.

Certaines subroutines qu'utilise SDECAY sont les mêmes que celles incluses dans le programme HDECAY qui calcule les largeurs de désintégration des bosons de Higgs dans le Modèle Standard et le MSSM, d'où une interface rapide, qui permet d'avoir en poche un générateur complet pour les désintégrations dans le MSSM, couvrant tout le spectre des bosons de Higgs et des superparticules. De plus, le code SUSPECT, programme donnant le spectre SUSY dans des MSSM contraints ou non contraints, développé au seins du laboratoire (LPMT) à la demande du GDR–SUSY, est très facilement interfaçable avec SDECAY [cette interface est en cours et sera finalisée sous peu] permettant ainsi des études complètes dans des scenarii aussi variés que mSUGRA ou des modèles MSSM sans contrainte aucune, et utilisant tous les ingrédients importants comme les équations du groupe de renormalisation, la brisure radiative de la symétrie électrofaible, les corrections radiatives dominantes, les différents mélanges dans les spectres. etc..

Le programme SDECAY calcule les largeurs et les taux d'embranchement de tous les modes de désintégration à deux et trois corps des particules supersymétriques (charginos, neutralinos, gluinos, squarks et sleptons), et le mode de désintégration à quatre corps du squark $\tilde{t}_1$, à partir d'un fichier d'entrée simple, avec le maximum d'options, et des fichiers de sortie répartis en : *i)* les rapports d'embranchement *ii)* les largeurs. Récemment, nous avons implémenté les processus en cascade, c'est à dire, les désintégrations multiples avec les particules produites sur leur couche de masse.

A.4.2 Composition du programme

SDECAY est en fait, très simple d'accès et d'utilisation pour plusieurs raisons. C'est un programme self-consistant. Il ne fait appel à aucune librairie externe, et est capable de tourner sur toutes les machines, en Fortran 77 tout comme en Fortran 90. Il est de plus très rapide, et l'utilisateur peut lui même régler son degré de précision. Sa composition est très simplifiée: Il y a un corps principal qui s'occupe:

- D'appeler les subroutines de base dont on a besoin.
- D'effectuer les scans sur les différents paramètres du MSSM.
- De mettre en place le modèle MSSM demandé (contraintes, unification, etc.)
- De calculer les largeurs de désintégration et les rapports d'embranchement.
- D'écrire les résultats dans les fichiers de données (de sortie).

Le spectre de masse dans le MSSM est calculé à l'aide des trois mêmes subroutines qui sont dans le programme SUSPECT :

- SUSYCP, pour le spectre des bosons de Higgs.
- GAUGINO pour le spectre des jauginos et des higgsinos.
- SFERMION pour le spectre des sfermions.

Une subroutine GAUSS2 est appelée pour intégrer les largeurs différentielles, elles mêmes calculées dans un ensemble de subroutines aux noms explicites, avec des éléments de matrice qui sont fonctions des variables x_1 et x_2. Les couplages, les masses et les rapports μ_i sont calculés à part, dans les subroutines couplage.f, masse.f, et rapport.f. Les variables communes sont rassemblées dans un fichier common.f.

La subroutine RAMBO permet l'intégration sur l'espace de phase à quatre corps.

A.4.3 Fichier input

L'utilisation du programme, tel qu'il est constitué actuellement (indépendant, en ce sens où il calcul son propre spectre de masse) est extremement simple : un fichier d'entrée SDECAY.IN donne au code les informations nécessaires à son calcul. Un exemple de fichier input est donné ci dessous.

```
TGBET    =5.D0
AMA      =750.D0
AMA      =500.d0
AM2      =150.D0
AMTOL    =400.D0
AMTOR    =400.D0
AMEL     =400.D0
AMER     =400.D0
AMST     =400.D0
AMTR     =400.D0
AMBR     =400.D0
AMSQ     =400.D0
```

```
AMUR     =400.D0
AMDR     =400.D0
AL       =100.D0
AU       =100.D0
AD       =100.D0
AMHALF   =187.5d0
AMZERO   =200.d0
VARMIN   =145.d0
VARMAX   =175.d0
IMAX     =100
AST1     =180.d0
AST2     =500.d0
AM       =80000.d0
AMTAU    =1.777d0
AMT      =175.D0
AMB      =2.96D0
AMS      =0.190D0
AMC      =1.42D0
GF       =1.16639D-5
AMZ      =91.187D0
AMW      =80.375D0
FLAGSCAN =2
FLAGMODEL=5
FLAGMASSE=0
FLAGCORR =0
FLAGSUGRA=1
FLAG4BOD =0
IRUNZ    =1000
NX1T     =32
NY1T     =32
```

Les noms donnés aux paramètres parlent d'eux-même en grande partie. Je vais toutefois ici détailler leur signification :

- TGBET $\equiv$ tg β, le rapport des deux vev's, v_2/v_1.
- AMU $\equiv \mu$, sa valeur étant prise à l'échelle de brisure électrofaible.
- AMA $\equiv M_A$, le terme de masse du Higgs pseudoscalaire A.
- AM2 $\equiv M_2$, terme de brisure douce pour le jaugino SU(2).
- AMTOL $\equiv M_{\tilde{\tau}L}$ terme de brisure douce pour le stau left.
- AMTOR $\equiv M_{\tilde{\tau}R}$terme de brisure douce pour le stau right.
- AMEL $\equiv M_{\tilde{E}L}$ terme de brisure douce pour le selectron left.
- AMER $\equiv M_{\tilde{E}R}$ terme de brisure douce pour le selectron right.
- AMST $\equiv M_{\tilde{T}L}$ terme de brisure douce pour le stop left.

- AMTR $\equiv M_{\tilde{T}R}$ terme de brisure douce pour le stop right.
- AMBR $\equiv M_{\tilde{B}R}$ terme de brisure douce pour le sbottom right.
- AMSQ $\equiv M_{\tilde{Q}L}$ terme de brisure douce pour le squark left.
- AMUR $\equiv M_{\tilde{U}R}$ terme de brisure douce pour le sup right.
- AMDR $\equiv M_{\tilde{D}R}$ terme de brisure douce pour le sdown right.
- AL $\equiv A_E$, couplage trilinéaire pour les sleptons.
- AU $\equiv A_t$, couplage trilinéaire pour les squarks de type up.
- AD $\equiv A_b$, couplage trilinéaire pour les squarks de type down.
- AMHALF $\equiv M_{1/2}$, masse soft unifiée des jauginos si l'option FLAGSUGRA=1.
- AMZERO $\equiv M_0$ masse soft unifiée des sfermions si l'option FLAGSUGRA =1.
- VARMIN, valeur minimum de la variable sur laquelle vous voulez faire le scan (donnée par FLAGSCAN)
- VARMAX, valeur maximum de la variable sur laquelle vous voulez faire le scan (donnée par FLAGSCAN)
- IMAX, nombres de points sur lesquels vous voulez scanner.
- AST1 $\equiv m_{\tilde{t}_1}$, masse du stop le plus léger ($\tilde{t}_1$) qu'on peut fixer si l'option FLAGMASSE est mise à 1 ou 2.
- AST2 $\equiv m_{\tilde{t}_2}$, masse du stop le plus lourd ($\tilde{t}_2$) qu'on peut fixer si l'option FLAGMASSE est mise à 1 ou 2.
- AM $\equiv$ terme non-diagonal de la matrice de masse des $\tilde{t}_i$. Si l'option FLAGMASSE est égale à 2, AM sera fixé à la valeur definie ici (permet de jouer sur l'angle θ_t).
- AMTAU $\equiv m_\tau$, masse du lepton τ.
- AMT $\equiv m_t$, masse du quark top.
- AMB $\equiv m_b$, masse du quark bottom.
- AMS $\equiv m_s$, masse du quark étrange.
- AMC $\equiv m_c$, masse du quark charmé.
- GF $\equiv G_F$
- AMZ $\equiv M_Z$
- AMW $\equiv M_W$
- FLAGSCAN, définit la variable sur laquelle vous allez faire votre scan: 0: M_2 (ou $M_{1/2}$ si l'option FLAGSUGRA est mise à 1) , 1: tg β, 2: μ, 3 : AMST (ou M_0 si l'option FLAGSUGRA est mise à 1) , 4: AMTOL.
- FLAGMODEL, définit le type de modèle, unifié ou non; 1: mSUGRA (1); 2: 24; 3: 75; 4: 200; 5: OII.
- FLAGMASSE, pour fixer ou non la masse des $\tilde{t}_i$: 0, non; 1: $\tilde{t}_1$; 2: $\tilde{t}_2$.
- FLAGCORR, pour inclure ou non les corrections radiatives au b, τ, M_1, M_2, M_3 et μ.

- FLAGSUGRA, si vous voulez (ou non) tenir compte des relations approchées des équations des RGE.
- FLAG4BOD, 1 si vous voulez inclure la désintégration $\tilde{t}_1$ en 4 corps (plus lent), 0 sinon.
- IRUNZ, precision pour l'intégration espace de phase 4 corps (typiquement de l'ordre de 35 000).
- NX1T précision sur l'intégration gaussienne en x_1 (typiquement 32).
- NY1T précision sur l'intégration gaussienne en x_2 (typiquement 32).

A.4.4 Fichier output

Les résultats sont écrits dans des fichiers `*.data` au nom suffisament explicite. A chaque processus, il se crée un fichier pour les largeurs et un deuxième pour les rapports d'embranchement (suffixe `*br.data`). L'ordre d'écriture dans les fichiers peut être lu directement dans le corps principal du programme. Il existe aussi des fichiers `.data` où sont rentrées les masses des fermions et des sfermions, afin de vérifier leur évolution (influence des corrections radiatives, par exemple).

Un exemple type de fichier de sortie est donné ci dessous. pour le spectre de masse et pour les rapports d'embranchements:

```
AM1,AM2,AM3:    159.00000000000    150.00000000000    90.000000000000
AU,AD,AL:   100.000000000000   100.000000000000   100.000000000000
TGBET,AMU:    5.0000000000000    175.00000000000
THET,THEB,THEL:    2.2437571196698    1.4404385804427   0.20964197326183
CT,CB,CL:  -0.62330399537837   0.12998886196716   0.97810548625700
AMNEUT1,AMNEUT2,AMNEUT3:    92.009382570614  157.03645361083  -183.02258101853
AMCHAR1,AMCHAR2:   100.470930316702    236.53936968567
AMGLUINO:    90.000000000000
AMSTOP:    281.07175174617    319.90455214142
AMSBOTTOM:    226.09979851597    262.52580530412
AMSDOWN:    226.74457751569    261.93566138800
AMSUP:    239.67304423832    250.29399508578
AMSTAU:    242.78319942980    256.33836193042
AMER,AMEL:    255.76000283138    243.37942233523
AMSNEUTRINO:    230.80367519921    1.0000000000000D+15
AMH+, AMA, AMH, AMh:  506.28126110  500.00000000  501.37581135  94.55759315448

CHI+1 $\rightarrow$ UP BDOWN CHI01    4.0833026116062D-08   0.33636071089567
CHI+1 $\rightarrow$ CHARM BSTRANGE CHI01 4.0833026116062D-08  0.33636071089567
CHI+1 $\rightarrow$ BEL NUEL CHI01    1.3871447915117D-08   0.11426559639785
CHI+1 $\rightarrow$ BMU NUMU CHI01    1.3871447915117D-08   0.11426559639785
CHI+1 $\rightarrow$ BTAU NUTAU CHI01  1.1987590812018D-08   9.8747385412875D-02
CHI+1 $\rightarrow$ BTAU NUTAU/W(CASCADE)  0.
CHI+1 $\rightarrow$ BEL NUEL/W(CASCADE)  0.
```

```
CHI+1 $\rightarrow$ BDOWN UP/W(CASCADE)  0.
CHI02 $\rightarrow$ UP BUP CHI01    2.8009894711412D-08    1.3496902288936D-03
CHI02 $\rightarrow$ BOT BBOT CHI01    5.6963874706426D-08   2.7448723346989D-03
CHI02 $\rightarrow$ EL BEL CHI01    2.8371844379620D-07    1.3671312059328D-02
CHI02 $\rightarrow$ TAU BTAU CHI01  2.9528817283164D-07    1.4228813270631D-02
CHI02 $\rightarrow$ UP BUP GLUINO    6.9897556936971D-06   0.33680972596776
CHI02 $\rightarrow$ DO BDO GLUINO    1.9348739538899D-06    9.3234212288630D-02
CHI02 $\rightarrow$ BOT BBOT GLUINO  1.9278640833640D-06  9.2896433305448D-02
```

Bien sûr, tous les modes de désintégrations y sont représentés, ici il n'a été illustré qu'une partie des rapports d'embranchement. Le premier chiffre correspond à la largeur (en GeV), le second, au rapport d'embranchement.

Récemment, les processus en cascade (avec particules réelles échangées) ont été implémentés. Ceci permet une transition efficace et cohérente entre les canaux virtuels, et les canaux réels. Ceux-ci sont différenciés par la notation CASCADE devant leur largeur.

Comme tout programme, `SDECAY` est perfectionnable. Outre les interfaces `HDECAY` et `SUSPECT` prévues (en amont), une interface avec des générateurs d'évènements (en aval) est également prévue dans les mois qui viennent. Il faudra toutefois modifier certains parmètres d'entrées (s_W par exemple, plutot que M_W et M_Z); prendre en compte d'autres scénarii théoriques (NMSSM, violation de la R-parité, gluino LSP, violation de CP, etc..) ouvrant ainsi la voie à d'autres modes de désintégration non encore exploités. En bref, `SDECAY` est un programme encore largement exploitable et développable.

Bibliographie

[1] C. Caso et al, *Eur. Phys. J.* **3** (1998) 1.

[2] Pour une discussion plus complète sur la supersymétrie globale et la supergravité, se référer à : S.J. Gates, M.T. Grisaru, M. Roceck et W. Siegel, *Superspace.* Frontier in Physics (Benjamin/Cummings, New York, 1983; J. Wess et J. Bagger: Supersymmetry and Supergravity (Princeton University Press, Princeton 1983); N. Dragon, U. Ellwanger et M.G. Schmidt, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **18**, 1 (1987).

[3] Pour une revue du MSSM, voir : P. Fayet et S. Ferrara, *Phys. Rep.* **32** (1977) 249; H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1; Arnowitt et Pran Nath, Report CTP-TAMU-52-93; M. Drees et S. Martin, CLTP Report (1995) et hep-ph/9504324; J. Bagger, Lectures at TASI-95, hep-ph/9604232.

[4] A. Djouadi S. Rosier Lee Yann Mambrini *et al.*, The MSSM Group Report, hep-ph/9901246.

[5] Pour une revue des modèles GMSB, G. Giudice et R. Rattazi, hep-ph/9801271; S. Ambrosanio et al., hep-ph/0002191.

[6] Toutes les limits sur $\lambda, \lambda', \lambda''$ ont été mises à jour par F. Ledroit et G. Sajot, GDRS-008 (ISN Grenoble, 1998). Accessible à $\mathrm{http://qcd.th.u-psud.fr/GDR_SUSY}$.

[7] R. Haag, J. Lopuszanski et M. Sohnius, *Nucl. Phys.* **B88**, (1975) 257.

[8] S. Weinberg, *Phys. Lett.* **B62** (1976) 111; E. Witten, *Nucl. Phys.* **B202**, (1982) 253.

[9] H.P. Nilles, *Phys. Rep.* **110** (1984) 1; H.E. Haber et G.L. Kane, *Phys. Rep.* **117** (1985), 75; R. Barbieri, *Riv. Nuov. Cim.* **11** (1988) 1; M. Drees, hep-ph/9611409; S. Martin, hep-ph/9709356.

[10] D. Bailin et A. Love, *Supersymetric Gauge Field Theory and String Theory*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1994

[11] M. Kobayashi et T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652; N. Cabbibo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1993) 531.

[12] J. Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos, K. Olive et M. Srednicki, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 453.

[13] P. Fayet, *Phys. Lett.* **69B** (1977) 489.

[14] J. Ellis, hep-ph/9812235, pour plus de détails sur la littérature concernée.

[15] H. Dreiner, hep-ph/9707435; R. Barbieri *et al*, hep-ph/9810232; J.W.F. Valle, hep-ph/9603307 et hep-ph/9802292.

[16] L. Girardello et M. Grisaru, *Nucl. Phys.* **194** (1982) 65.

[17] J. Ellis, S. Kelly et D.V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **260** (1991) 131; U. Amaldi, W. de Boer et H. Furstenau, *Phys. Lett.* **260** (1991) 447; P. Langacker et M. Luo, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 817.

[18] V. Barger, M.S. Berger et P. Ohmann, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 4908; D.J. Castano, E.J. Piard et P. Ramond, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 4882.

[19] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu et S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **67** (1982) 1889, *ibid* **68** (1982) 927.

[20] L. Ibanez et G.G. Ross, *Phys. Lett.* **B110** (1982) 215.

[21] W. Siegel, *Phys. Lett.* **84B** (1979) 193.

[22] D. Pierce, J. Bagger, K. Matchev et R.J. Zhang, *Nucl. Phys.* **B491** (1997) 3.

[23] G. Passarino et M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B160** (1979) 151, D.M. Capper, D.R.T. Jones et P. van Nieuwenhuizen, *Nucl. Phys.* **B167** (1980) 479.

[24] N. Gray, D.J. Broadhurst, W. Grafe et K. Schilcher, *Z. Phys.* **C48** (1990) 673.

[25] R. N. Mohaptra, Unification and Supersymmetry, édition Springer-Verlag, New York, 1996.

[26] Collaboration Super-Kamiokande (T. Kajita *etal.*) *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **100**:107-112,2001

[27] I. Jack, D.R.T. Jones, S.P. Martin, M.T. Vaughn et Y. Yamada, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 5481; I. Jack et D.R.T. Jones, hep-ph/9707278.

[28] D.Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen et S. Ferrera, *Phys. Rev.* **D14** (1976) 912; S. Deser et B. Zumino, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 1433.

[29] R. Barbieri, S. Ferrara et C.A. Savoy *Phys. Lett.* **B119** (1982) 343; A.H. Chamseddine, R. Arnowitt et P. Nath, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 970; L.J. Hall, J. Lykkenet S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 2359.

[30] P. Nath, R. Arnowitt et A.H. Chamseddine, *Applied N=1 Supergravity*, World Scientific, Singapour, 1984; W. de Boer, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **33** (1994) 201.

[31] M. Dine et A. Nelson, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 1277, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 1362; M. Dine, A. Nelson, Y. Nir et Y. Shirman, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 2658. M. Drees et S.P. Martin, hep-ph/9504324.

[32] J. Ellis, G. Ridolfi et F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B262** (1991) 477.

[33] A. Brignole, *Phys. Lett.* **B277** (1992) 313.

[34] F. Gabbiani, E. Gabriello, A. Masiero et L. Silvestrini, *Nucl. Phys.* **B477** (1996) 321; J. Ellis et D.V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **B110** (1982) 44.

[35] J. Ellis et S. Rudaz, *Phys. Lett.* **B128** (1993) 248.

[36] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562.

[37] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto et B. Moβlacher, *Z. Phys.* **C55** (1992) 257.

[38] A. Bartl, E. Christova, T. Gajdosik et W. Majerotto, *Nucl. Phys.* **B507** (1997) 35.

[39] A. Bartl, H. Fraas et W. Majerotto, *Nucl. Phys.* **B278** (1986) 1.

[40] H.P. Nilles, M. Srednicki et D. Wyler, *Phys. Lett.* **B120**, (1983) 346.

[41] G.F. Giudice et A. Masiero, *Phys. Lett.* **B206** (1988) 480.

[42] J. Ellis, J.F. Gunion, H.E. Haber, L. Roszkowski et F. Zwirner, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 844.

[43] J.P. Derendinger et C.A. Savoy, *Nucl. Phys.* **B237** (1984) 307.

[44] G. Auberson et G. Moultaka, *Eur. Phys. J.* **C12** (2000) 331.

[45] K.I. Hikasa et M. Kobayashi, *Phys. Rev.* **D36** (1987) 724.

[46] J.F. Gunion et H.E. Haber, *Nucl. Phys.* **B272** (1986) 1.

[47] Thèse de W. Porod, hep-ph/9804208.

[48] J. Admundsen *et al.*, hep-ph/9609374, proceeding de la Conférence SNOWMASS 1996.

[49] A. Brignole et al., *Nucl. Phys.* **B422** (1994)125 , Erratum **B436**(1995) 747; A. Brignole et al., hep-ph/9508258.

[50] L. Dufflot, “Implication of non-universal gaugino mass terms”, Note GDR

[51] C. Le Mouel, *Nucl. Phys.* **B607** (2001) 38.

[52] C. Boehm, A. Djouadi et Y. Mambrini, *Phys. Rev.* **D61** (2000) 095006.

[53] A. Djouadi et Y. Mambrini, *Phys. Lett.* **B493** (2000) 120.

[54] A. Djouadi et Y. Mambrini, *Phys. Rev.* **D63**: (2001) 115005.

[55] A. Djouadi et Y. Mambrini et M. Muhlleitner, *Eur. Phys. J.* **C20**, (2001) 563.

[56] A. Djouadi et Y. Mambrini, Higher order decays of the lightest top squark”, LC-TH-2000-029, contribution au cinquième Workshop de l’étude ECFA-DESY Study sur la Physique et les détecteurs Pour un Collisionneur Linéaire élctron-positron.

[57] A. Djouadi, J.L. Kneur, G. Moultaka, “`SUSPECT`: un programme pour calculer le spectre SUSY, dans le rapport hep-ph/9901246.

[58] J.L. Feng, K.T. Matcheev and T.Moroi, *Phys. Rev. Lett.* **84** 2322 (2000). [hep-ph/9908309]; *Phys.Rev.* **D61** (2000) 075005.

[59] Pour une revue complète de mSUGRA et ses implications physiques au Run II, voir S. Abel et al. Report of the “SUGRA” working group for “RUN II at the Tevatron”, hep-ph/0003154

[60] W. Porod et T. Worhmann, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 2907;

[61] H. Baer, C.H. Chen, M. Drees, F. Paige et X. Tata, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 055014 et *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 986.

[62] CDF Collaboration (T. Affolder et al.), *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 5273; thèse de B. Olivier, Universités Paris VI et VII (Avril 2001).

[63] K.I. Hikasa et M. Kobayashi, *Phys. Rev.* **D36** (1987) 724

[64] G. Kane et J.P. Leveille, *Phys. Lett.* **112B** (1982) 227; P.R. Harrison et CH. Llewellyn-Smith, *Nucl. Phys.* **B213** (1983); W. Beenakker, M. Kramer, T. Plehn, M. Spira et P.M Zerwas, *Nucl. Phys.* **B515** (1998)3.

[65] H. Baer et X. Tata, *Phys. Lett.* **167B** (1986) 241; A. Djouadi, W. Hollik et C Junger, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 5629.

[66] G. Altarelli et R. Ruckl, *Phys. Lett.* **144B** (1984) 126; I. Bigi et S. Rudaz, *Phys. Lett.* **153B** (1985) 335.

[67] M. Carena *et al.*, Rapport du groupe du Higgs au Tevatron, hep-ph/0010338.

[68] J.F. Gunion, *Phys. Lett.* **B322** (1994).

[69] G. Deshpande, X. Tata et D.A. Dicus, *Phys. Rev.* **D29** (1984) 1527

[70] O. Brein et W. Hollik, *Eur. Phys. J.* **C13** (200) 175.

[71] O. Brein, W. Hollik et S. Kanemura, *Phys. Rev.* **D63** (2001) 095001.

[72] A. Bartl, W. Majerotto et W. Porod, *Z Phys.* **C64** (1994) 499.

Annexe B

Publications

B.1 Désintégration du squark top en 4 corps

DECAYS OF THE LIGHTEST TOP SQUARK.
C. Boehm, A. Djouadi, Y. Mambrini (Montpellier U.).
PM-99-29, Jul 1999. 21pp. e-Print Archive: hep-ph/9907428
Publié dans Phys.Rev.D61:095006,2000

B.2 Désintégration en trois corps de particules SUSY

THREE BODY DECAYS OF SUSY PARTICLES.
A. Djouadi, Y. Mambrini (Montpellier U.).
PM-00-24, Jul 2000. 10pp. e-Print Archive: hep-ph/0007174
Publié dans Phys.Lett.B493:120-126,2000

B.3 Désintégration à trois corps des stops et sbottoms

THREE BODY DECAYS OF TOP AND BOTTOM SQUARKS.
A. Djouadi, Y. Mambrini (Montpellier U.).
PM-00-41, Nov 2000. 24pp. e-Print Archive: hep-ph/0011364
Publié dans Phys.Rev.D63:115005,2001

B.4 Désintégration des charginos et neutralinos

CHARGINO AND NEUTRALINO DECAYS REVISITED.
A. Djouadi, Y. Mambrini, M. Muhlleitner (Montpellier U.).
PM-01-20, Mar 2001. 51pp. e-Print Archive: hep-ph/0104115
Publié dans Eur.Phys.J.C20:563-584,2001

B.5 Le squark top au RUN II du Tevatron pour des régimes à haut tg β

SCALAR TOP QUARKS AT THE RUN II OF THE TEVATRON IN THE HIGH TAN BETA REGIME.
A. Djouadi, Y. Mambrini, M. Guchait (Montpellier U.).
PM-01-06, May 2001. 10pp. e-Print Archive: hep-ph/0105108.
Phys. Rev. D. (à paraitre).

B.6 Production de Higgs chargé au LHC à partir de cascades de sparticules

CHARGED HIGGS PRODUCTION FROM SUSY PARTICLE CASCADE DECAYS AT THE LHC.
Aseshkrishna Datta, Abdelhak Djouadi, Monoranjan Guchait, Yann Mambrini (Montpellier).
PM-01-26, Jul 2001. 30pp. e-Print Archive: hep-ph/0107271.
Phys. Rev. D. (à paraitre).

Annexe C

Publication annexe: Au delà du MSSM, le NMSSM.

Le NMSSM ou Next–to–Minimal Standard Model est un MSSM augmenté d'un singulet de jauge, noté S. Le superpotentiel, comparé au MSSM, contient deux termes supplémentaires $y_\lambda \hat{S}\hat{H}_1.\hat{H}_2 + (y_\kappa/3)\hat{S}^3$ où $\hat{S}$ est le superchamp chiral singulet.

Plusieurs raisons motivent l'addition d'un supermultiplet, singulet de jauge SU(3)⊗SU(2)⊗ U(1) au MSSM : (*i*) Ceci donne une solution satisfaisante à ce qu'on appelle le problème μ;[1] (*ii*) la possibilité d'observer une violation *spontanée* de la symétrie CP; (*iii*) les limites de masses sur le Higgs, relativement contraignantes dans le MSSM, peuvent être relaxées dans le cadre du NMSSM; (*iv*) le spectre de masse neutre est enrichi de deux scalaires et d'un fermion, pouvant se mélanger avec les bosons de Higgs et les neutralinos, modifiant ainsi leurs propriétés, et donc notamment celles de la LSP.

Il est intéressant de ce fait d'élargir le spectre des études phénoménologiques et expérimentales qui, jusqu'à présent ont principalement été axées autour du MSSM. D'ailleurs, on peut considérer ce dernier comme étant la limite du NMSSM avec $\kappa \to 0$, $\lambda \to 0$, tout en gardant λs constant. En fait, cette limite est un MSSM avec des liens particuliers entre les paramètres softs. Il a été montré que les limites phénoménologiques liées à la nécessité d'observer une brisure électrofaible cohérente, conduisent S à acquérir une *vev* relativement élevée (de l'ordre du TeV).

Dans l'article qui suit (rédigé en dehors de cette thèse), nous avons étudié analytiquement les aspects généraux de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible dans le contexte du MSSM étendu à un singulet de Higgs supplémentaire. Les expressions analytiques exactes des équations du groupe de renormalisation des paramètres de brisure douce de la supersymétrie et des couplages de Yukawa ont été obtenues au premier ordre. Elles permettent, d'une

[1]Dans le MSSM, puisqu'on rajoute “à la main” un terme $\mu H_1.H_2$ dans le superpotentiel on évite (entre autres choses), une symétrie dangereuse de type Peccei-Quinn [**?**], permettant au potentiel de Higgs d'être borné par le bas. L'analyse de la brisure électrofaible SU(2)⊗U(1) montre que μ doit naturellement prendre des valeurs de l'ordre de grandeur des termes softs. Ce problème de hiérarchie ou de ”réglage fin” peut trouver une solution dans le cadre du NMSSM: les termes softs qui brisent SUSY peuvent induire une *vev* pour S et donc un μ supersymétrique effectif, $\mu = \lambda S$. Le terme $\kappa S^3/3$, également présent dans le superpotentiel évite également une symétrie de type Peccei-Quinn.

part, des approximations contrôlables sous forme analytique compacte, et d'autre part, une étude précise du comportement des régimes des quasi–points fixes infra–rouges que nous avons menée. Certains de ces régimes se sont révélés phénoménologiquement inconsistants, donnant un paramètre μ effectif trop petit. Les autres régimes peuvent servir de référence pour comprendre des aspects notables, souvent rencontrés numériquement dans la littérature, en relation avec la brisure de la symétrie électrofaible dans ce modèle. Cette étude ne requiert aucune hypothèse spécifique sur le paramètre tgβ, ou sur les conditions aux limites pour les paramètres de brisure douce de la supersymétrie, et donc permet une compréhension plus générale de la sensibilité de la physique à basse énergie aux hypothèses faites à haute énergie.

Dans ce qui suit, nous reproduisons l'article qui a été écrit sur le sujet:

GENERAL ONE LOOP RENORMALIZATION GROUP EVOLUTIONS AND ELECTRO-WEAK SYMMETRY BREAKING IN THE (M+1)SSM.
By Y. Mambrini, G. Moultaka, M. Rausch de Traubenberg (Montpellier U.).
PM-00-46, Jan 2001. 41pp. e-Print Archive: hep-ph/0101237
Publié dans Nucl.Phys.B609:83-122,2001